SÉRIE VIII. — TOME IX. N° 12. DÉCEMBRE 1948.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

DÉVELOPPEMENTS RÉCENTS DE NOS CONNAISSANCES SUR LES MÉSONS (1)

Par C. POWELL.
Université de Bristol.

Sommaire. — Exposé général du développement de nos connaissances sur les mésons. On montre que les observations récentes par les méthodes photographiques peuvent être expliquées en admettant qu'il existe deux types de mésons de masses voisines de 310 et de 200.

Introduction. — Je voudrais donner dans cet exposé une description assez générale du développement de notre connaissance sur les mésons. Je préfère ceci à une description détaillée des expériences individuelles. Il m'a semblé important de faire une distinction nette entre les faits bien établis, les faits qui semblent probables et ceux qui ne sont actuellement qu'à l'état d'hypothèse spéculative. Le champ d'études des mésons est très étendu et je voudrais me limiter aux particules dont la masse est comprise entre 100 et 400 fois la masse de l'électron. Pour abréger, nous utiliserons dans la suite la masse de l'électron comme unité.

On sait que l'étude de la composante pénétrante des rayons cosmiques montre qu'il existe des particules de masse 200 environ, les mésons. Ces particules sont chargées soit positivement, soit négativement et leur fréquence est du même ordre dans les deux cas. Quand ces particules sont moins rapides, elles sont arrêtées par des écrans matériels. Les mésons positifs se décomposent dans ce cas en donnant naissance à un électron positif (2). D'après les expériences récentes d'Anderson [1] on sait que — quelquefois tout au moins — cet électron a une énergie de 25 millions de volts environ. Si l'énergie de l'électron de désintégration est unique, point qui reste, à établir, on peut admettre, pour satisfaire au principe de la conservation de la quantité de mouvement, que celle de l'électron est compensée par l'émission d'une particule neutre inobservable, de masse environ 100. On sait par ailleurs que la vie moyenne du méson positivement chargé est de l'ordre de 2 μs [2].

D'une façon *analogue*, on trouve que le méson *négatif* se désintègre dans les écrans matériels légers, donnant lieu à un électron négatif. Par contre, pour les mésons négatifs, arrêtés dans les substances lourdes, on ne trouve *pas* de ces électrons de désintégration [3]. On a admis que ces mésons négatifs sont captées par les noyaux des atomes, et l'on peut supposer, sans certitude, que les mésons donnent, dans ces cas-là, lieu à des désintégrations nucléaires des noyaux avec émission de particules lourdes.

Le fait que les mésons négatifs sont arrêtés par les éléments légers, sans provoquer de réactions nucléaires, pouvait s'expliquer en admettant qu'ils sont absorbés par les atomes, sur une orbite très voisine du noyau. Le méson négatif pouvait rester suffisamment longtemps sur cette orbite, pour subir sa désintégration radioactive. On a conclu que ceci implique une interaction entre les mésons et les noyaux légers, d'un ordre de grandeur beaucoup plus petit que celui admis auparavant [4], mais d'autres explications sont possibles. En d'autres termes, la difficulté ne consistait pas dans le fait que les mésons négatifs disparaissaient dans les éléments lourds, mais plutôt dans le fait qu'ils subissaient une décroissance normale dans les écrans d'éléments légers, par exemple de carbone. Ceci était l'état de la question avant que ce problème puisse être attaqué à l'aide des traces de mésons produits

(1) Conférence faite devant la Société Française de Physique le 16 mai 1948.

(2) On suppose, sans certitude, que la désintégration des mésons produit des électrons.

dans les émulsions des plaques photographiques [5].

Désintégration explosive des noyaux; étoiles. — Un fait frappant de l'action du rayonnement cosmique sur la plaque est la désintégration explosive du noyau d'argent, de brome, ou des éléments légers contenus dans la gélatine de l'émulsion. La figure 1 montre deux cas typiques que nous avons observés dans une série de 10 000 cas. L'image que vous voyez, agrandie plusieurs milliers de fois, représente la désintégration d'un des éléments lourds dans l'émulsion. L'image donnée par le microscope n'est naturellement pas au point pour toutes les trajectoires. On peut remédier à cet inconvénient en faisant une série de photographies pour toutes les portions de l'image, chaque fois mises au point, et en ajoutant bout à bout les portions des traces différentes ainsi photographiées. Nous verrons plus tard plusieurs exemples de ces mosaïques d'images. Ajoutons encore qu'il faut se représenter ces étoiles dans l'espace, puisque tous les angles de projection sont possibles.

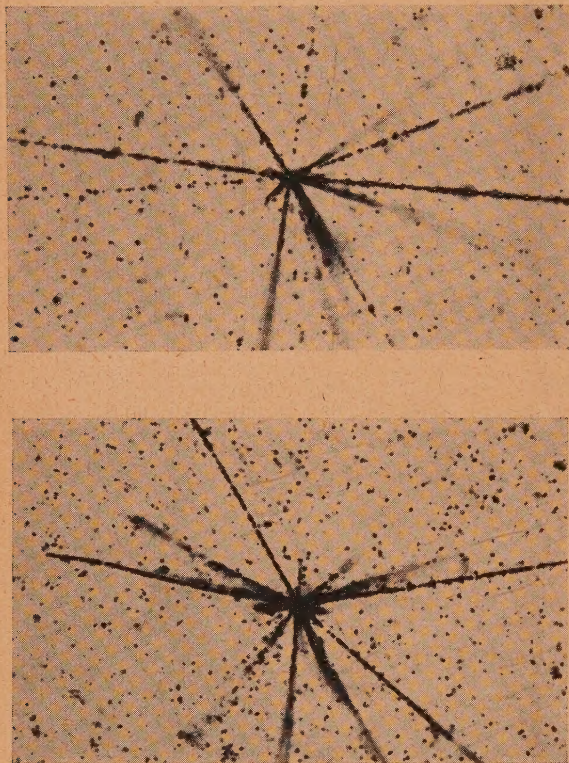


Fig. 1. — Photo-Micrographies simples d'étoiles caractéristiques dues à la « désintégration explosive » d'un noyau d'argent ou de brome par un particule de radiation cosmique. L'énergie de désintégration est telle que nous ne pouvons espérer observer une trace visible de la particule qui l'a produite, si sa charge est égale ou inférieure à $2e$. Un proton d'énergie suffisante pour produire la désintégration, par exemple, ne produirait sur sa trajectoire qu'un degré d'ionisation voisin de la valeur minimum pour une particule de charge e. L'émulsion utilisée ne décèle la trace d'une particule que si l'ionisation est environ 10 fois ce minimum. Le taux de perte d'énergie variant comme Z^2 (Ze étant la charge) nous devons nous attendre à déceler les particules de charge $3e$ ou au-dessus, quelle que soit leur vitesse.

Ces étoiles peuvent être facilement distinguées des étoiles dues aux contaminations radiocatives, qui ont quelquefois donné lieu à des difficultés. Un exemple de telles étoiles de contamination est donné dans la figure 2. Tandis que la forme de ces étoiles est variable, leur structure caractéristique est l'uniformité de densité des grains le long des parcours, et l'absence de particules de parcours supérieur à 10 cm d'air normal.

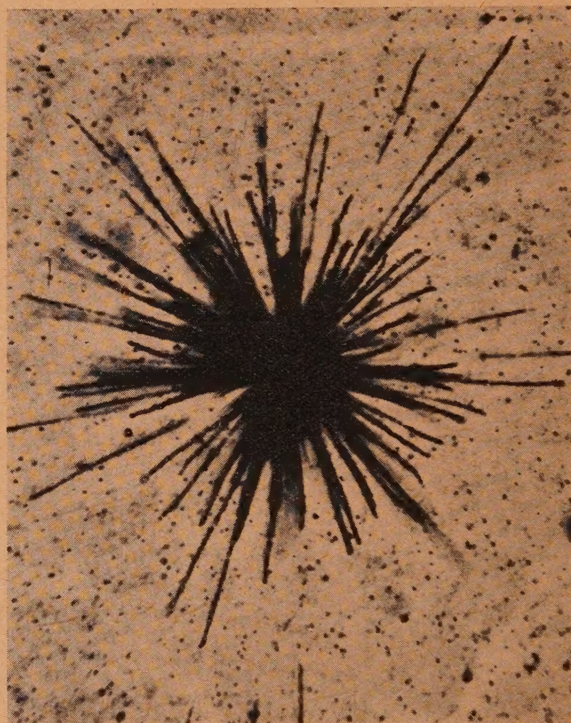


Fig. 2. — Etoile due à une impureté radioactive. Noter la densité uniforme des traces et l'absence de particule de parcours supérieur à 10 cm d'air normal. Photomicrographie simple.

Dans certains cas d'explosions nucléaires, on peut déterminer la nature des particules émises. Il est en principe possible d'étudier l'ionisation le long du parcours en comptant les grains de la trajectoire, ce qui définit en principe la masse de la particule en question en supposant une valeur à la charge. Pratiquement on est limité par plusieurs facteurs :

1° Par le fading, l'évanouissement de l'image latente; surtout dans le cas des poses de longue

durée, auxquelles on est souvent astreint dans l'étude du rayonnement cosmique.

2° Même pour les poses de courte durée, le mode de développement de la plaque photographique peut, dans le cas d'émulsions épaisses, donner lieu à des erreurs, du fait que la densité des grains, pour le même degré d'ionisation, diminue avec la profondeur de la trace dans l'émulsion. Le développement ne se fait pas d'une façon homogène dans toute la profondeur de la gélatine, si l'on utilise les méthodes de développement normales [6].

Malgré ces difficultés, on peut identifier, avec quelque certitude, dans plusieurs cas, la nature des projectiles en question. Pour des événements simultanés, l'inconvénient du fading, est naturellement sans grande importance, car le fading affecte toutes les trajectoires, et la comparaison entre des particules de masses différentes est encore possible.

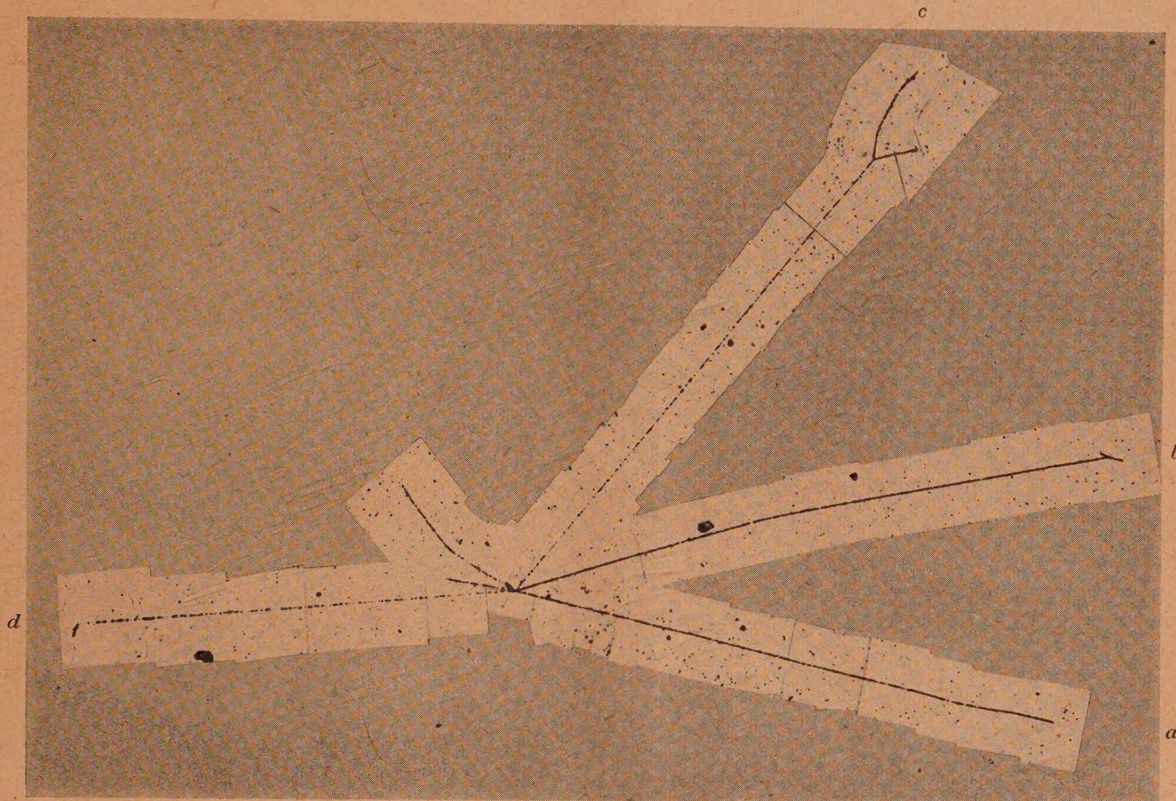


Fig. 3. — Étoile produite par la radiation cosmique.

La trace *a* est celle d'une particule α d'énergie 25 MeV; La trace *b* est celle d'un noyau de ^{8}Li qui à la fin de son parcours subit une désintégration β^- et, au moment de l'émission de l'électron, se divise en deux particules α; la trace *c* est celle probablement d'un deuton ou d'un triton. La particule émise produit une désintégration avec émission de deux particules, probablement des protons; la trace *d* est celle d'une particule qui réagit aussi avec un noyau. L'association de ces caractères dans les particules émises par une même explosion doit être extrêmement rare.

Dans certains cas, on peut identifier la nature des particules par les effets secondaires qu'elles produisent. La figure 3 montre, parmi d'autres effets, l'émission du noyau de ^{8}Li par un noyau plus lourd [7]. On voit que la trajectoire finit par un embranchement en forme de marteau caractéristique, qui est dû aux deux particules alpha qui sont émises au moment où le noyau de lithium se transforme en bérillium 8, émettant un électron. Le bérillium lui-même est instable, et il se scinde en deux particules alpha de direction opposée et d'énergie égale. Nous avons observé une quarantaine de ces trajectoires « marteau » et l'identification est certaine. Dans d'autres cas, on peut identifier la nature des particules émises par leur interaction avec les noyaux des atomes voisins. Ainsi on a pu observer des collisions entre des deutons et des tritons avec des noyaux d'hydrogène existant dans la plaque photographique. Une telle identification des particules est univoque quand les angles de projection et les parcours des particules peuvent être mesurés avec précision. La figure 4 par exemple,

montre le rebondissement du proton sur un noyau léger, probablement de carbone ou d'oxygène. On voit la trace courte du noyau léger qui recule.

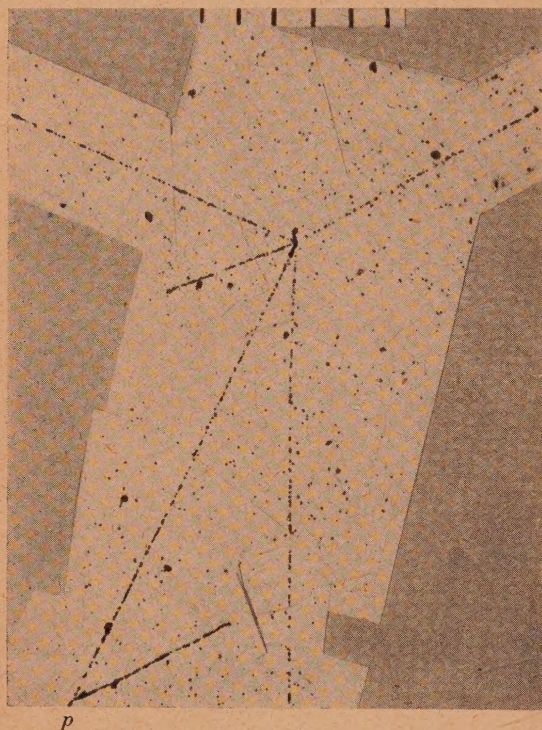


Fig. 4. — Le particule produisant la trace p, probablement, un proton, heurte un atome léger de l'émulsion, et rebondit. La courte trace du noyau léger projeté se voit clairement.

Dans d'autres cas, nous avons observé que les débris provenant d'une explosion initiale, donnaient lieu à une deuxième explosion.

Mésons. — En dehors des phénomènes envisagés jusqu'à maintenant, on observe [8] des phénomènes d'une autre nature dans les plaques photographiques : des traces de particules, dont un exemple est donné dans la figure 5 trace *o*.

L'aspect de ces trajectoires diffère de celui des protons en deux points remarquables :

a. Elles sont beaucoup moins rectilignes.

b. Elles montrent un changement très prononcé dans l'ionisation le long de la trajectoire.

On peut expliquer ces caractéristiques des trajectoires, en admettant que les particules ont une masse plus petite que le proton, mais plus grande que celle de l'électron. Remarquons que dans les émulsions que nous employons, la trace de l'électron n'est pratiquement pas observable, sauf juste à la fin de son parcours où son énergie est très faible. Grâce à leurs signes particuliers, un observateur expérimenté peut facilement identifier ces trajectoires à première vue. Une étude plus détaillée de la densité des grains le long de ces trajectoires, et la fréquence des chocs exceptionnels permet d'évaluer la masse de ces particules.

Dans la plupart des cas, les traces des mésons finissent sans donner lieu à des phénomènes secondaires, mais dans certains cas, on observe des explosions qu'elles produisent à la fin de la trajectoire. Nous appelons les mésons qui ne donnent pas lieu à des phénomènes secondaires observées des mésons ρ et, par contre, ceux qui produisent une explosion nucléaire nous les appelons des mésons σ. Nous reviendrons à la question plus tard, mais nous remarquons, dès mainteant, que ces mésons σ sont chargés négativement; autrement, il serait très difficile de comprendre comment ils peuvent encore, avec leur faible énergie, approcher les noyaux positifs.

En dehors des mésons ρ, qui finissent sans histoire observable, et des mésons σ qui donnent lieu à des désintégrations secondaires, il existe également des mésons que nous désignons par la lettre π et qui tout en finissant sans désintégration provoquée donnent lieu à une 2e particule légère, qui, elle-même, peut être identifiée comme un méson [9].

Sur la figure 6, on voit six exemples de mésons π donnant lieu à de nouveaux mésons. Nous avons observé plus de 200 cas de ces mésons *accouplés*. Dans 50 cas, nous pouvons observer la fin de la trajectoire des mésons secondaires, que nous appelons les mésons μ, ce qui nous permet de déterminer leurs parcours. Il est remarquable d'observer que toutes les trajectoires ont la même longueur dans des limites très étroites, comme on le voit dans la figure 6, qui montre ces trajectoires secondaires vues avec le même agrandissement microscopique.

La figure 7 montre la répartition des parcours correspondants à ces mésons μ. Cette répartition est tout à fait compatible, avec la supposition que les mésons μ ont tous la même énergie à l'origine et la répartition des vitesses qu'on observe correspondrait à des fluctuations de parcours normal.

Dans les cas les plus favorables, on peut, en comptant le nombre des grains le long des trajectoires des mésons π et des mésons μ, évaluer les rapports des masses; on arrive à la valeur $1{,}65 \pm 0.15$ pour la masse du méson π, comparée à la masse du méson μ. Il est heureux que, pour la détermination relative des masses, le fading intervienne très peu, car les deux trajectoires sont pratiquement simultanées. La distribution des valeurs individuelles de ce rapport peut être expliquée par la fluctuation statistique des nombres de grains le long de la trajectoire et par les différences du développement en profondeur.

Dans tous les cas observés, les mésons μ ne donnent pas lieu à des désintégrations et il est donc naturel d'admettre qu'ils sont chargés positivement et nous verrons dans la suite que cette conclusion est confir-

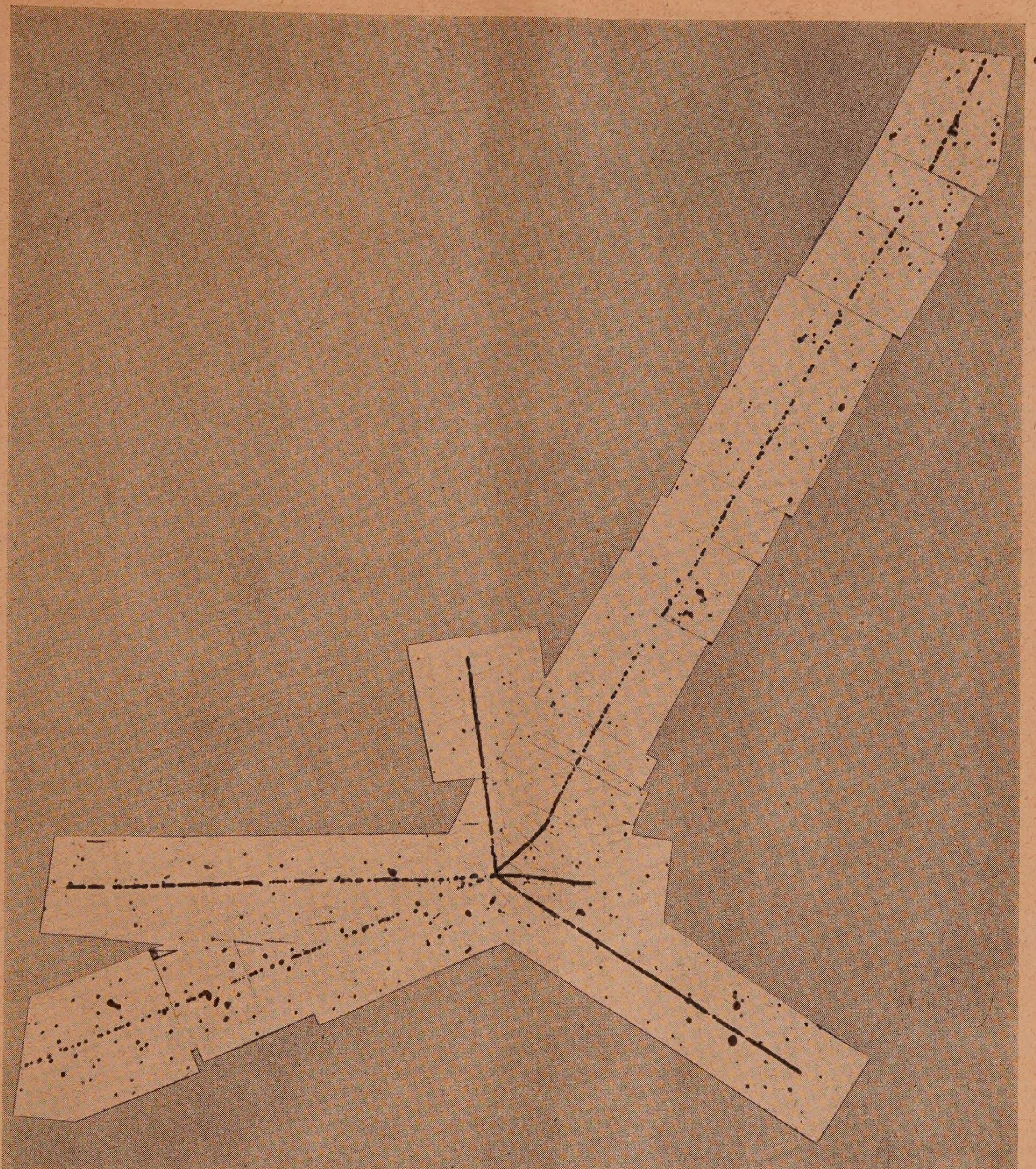


Fig. 5. — La trace σ montre de fréquents changements de direction, et la densité des grains est plus grande vers le centre de l'étoile. Cela montre que le méson est allé vers le noyau, et l'a désintégré en y arrivant à faible vitesse. Cela conduit à penser qu'il était de charge négative. Cinq particules lourdes chargées sans doute protons et particules α sont émises au cours de la désintégration dont plusieurs sortent de l'émulsion avant la fin de leur parcours. Les mésons σ produisent habituellement des désintégrations avec émission de moins de particules chargées que celle que montre cette figure.

mée par les expériences très récentes de Berkeley.

D'après ces observations, nous pouvons conclure que :

a. Si l'on admet que le méson μ est identique au méson observé dans la composante du rayonnement cosmique pénétrante, de masse 200, on trouve, pour la masse du méson lourd, π, 330 $\pm$ 30 environ.

b. Le fait que tous les mésons μ sont émis avec la même énergie implique, également, une masse constante à la fois pour les mésons π et μ.



Fig. 6.

c. Si nous admettons que nous observons réellement la décroissance spontanée des mésons π, il s'ensuit qu'une seule particule neutre est émise pour satisfaire au principe de la conservation de la quantité de mouvement.

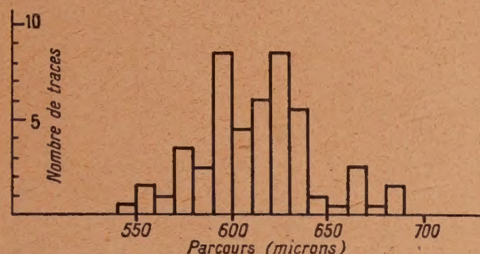


Fig. 7. — Répartition des parcours des mésons μ.

d. Du rapport de la valeur des masses trouvées, on peut déduire la masse de la particule neutre émise et l'on trouve la valeur d'environ 100 fois la masse de l'électron.

e. La bonne définition d'un parcours commun pour les mésons μ montre que tous les mésons π ont dépensé presque totalement leur énergie au moment de leur désintégration. Autrement, on devrait s'attendre à une fluctuation dans la distribution du parcours des mésons secondaires, de beaucoup supérieure à celle qu'on observe en réalité. Si la désintégration avait lieu pendant que la particule émettrice possède encore une énergie cinétique appréciable, on trouverait une dispersion en vitesse des particules secondaires. En effet, la grande homogénéité en parcours observée des mésons μ est une indication très sûre de l'absence d'une désintégration au vol le long de la trajectoire dans l'émulsion des mésons π.

f. Dans tous les cas, la trajectoire du méson μ projeté, à son origine à $2\,\mu$ près sur la fin de la trajectoire du méson π. Ceci montre que la projection de la particule secondaire a bien eu lieu, une fois la particule π presque arrêtée, et avant qu'elle ait eu le temps de diffuser d'une façon appréciable. En admettant que les mésons π arrêtés diffusent à travers la gélatine comme ils le feraient dans un gaz lourd, on trouve (dans le cas d'une diffusion de $2\,\mu$) une vie moyenne dont la valeur $\tau_\pi = 10^{-7}$ s. Ceci est naturellement une limite supérieure. Il paraît probable, cependant, qu'un méson positif sera capté dans le réseau d'atomes constituant le solide dans lequel il s'est arrêté, et qu'il ne pourra pas diffuser. Nous n'attacherons que peu de poids par conséquent, à la limite supérieure τ_π calculée par cette méthode.

g. Nous n'avons jamais observé une désintégration du méson π ou du méson μ avant la fin de la trajectoire. Sans entrer dans les détails des calculs, nous pouvons conclure, en considérant le temps écoulé pour parfaire la trajectoire, que τ_π est plus grand que 10^{-10} s, et τ_μ plus grand que 10^{-9} s. D'autre part, nos observations nous permettent de trouver une limite supérieure pour la fluctuation des valeurs de l'énergie des mésons μ. En admettant que cette incertitude est due à la variation de la masse des particules neutres, ν envisagées pour satisfaire au principe de la conservation de la quantité de mouvement, on trouve, en utilisant l'équation de Heisenberg,

$$\Delta E\, \Delta t \sim \hbar, \qquad \tau_\nu > 10^{-21} \text{ sec.}$$

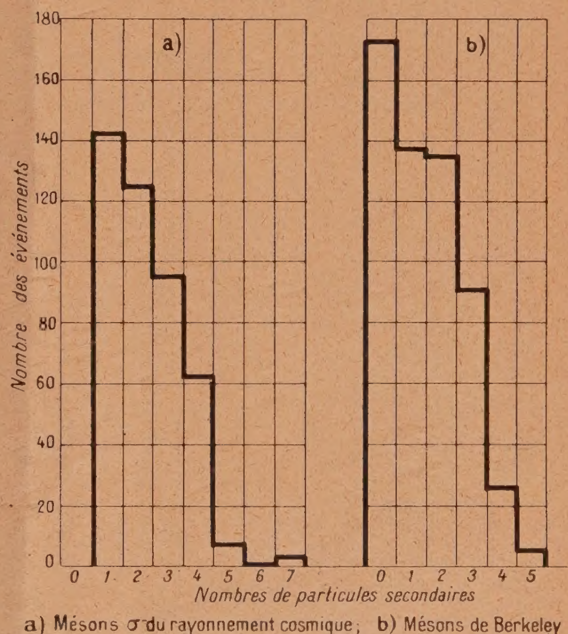


Fig. 8. — On ne donne pas dans la figure 8 *a*, le nombre de mésons donnant lieu a des désintégrations avec émission de particules non visibles, Ces mésons sont très nombreux, mais nous ne pouvons pas faire la discrimination entre les types μ^+, μ^-, π^+ et π^- qui composent ce genre.

Légende de la figure 6.

Fig. 6. — Six exemples de mésons π qui à la fin de leur parcours, donnent naissance a des mésons μ secondaires. Ceux-ci s'arrêtent dans l'émulsion. Dans trois cas (figures de gauche) la trace du méson π^- est en bas ; dans les autres, en haut. Les variations de parcours des mésons μ s'accorde avec l'opinion qu'ils sont toujours émis avec la même vitesse, les différences de parcours étant dues à la dispersion. Les mesons μ constituent une classe de particules chargées positivement qui ont toutes la même masse. Il est probable que beaucoup de mésons ρ, qui entrent dans l'émulsion après avoir été produits à l'extérieur, sont des particules μ. Cependant, certains mésons ρ sont chargés négativement ; il se peut donc que, parmi eux, il y en ait de différentes masses.

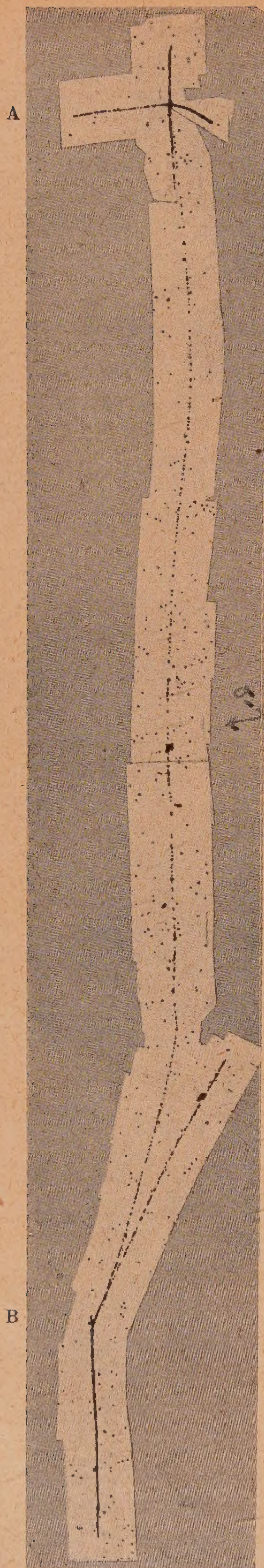


Fig. 9. — Un méson σ^-, émis du centre d'une étoile A, produit, à la fin de son parcours une désintégration secondaire B, qui émet quatre particules chargées. La trace de la particule σ^- montre de fréquents changements de direction, dus à la diffusion, et caractéristiques d'un méson. Les deux plus longues traces issues pe B sortent de l'émulsion.

Ce sont là les conclusions principales que l'on peut déduire de l'étude des mésons accouplés.

Nous arrivons maintenant aux mésons σ, qui donnent plusieurs types de désintégrations quand ils entrent en réaction avec les différents noyaux, présents dans l'émulsion. Nous avons actuellement plus de 500 cas de désintégrations que nous pouvons représenter par une courbe montrant la fréquence avec laquelle les différents nombres de particules lourdes chargées sont émises.

Le résultat est donné dans la figure 8.

Goldschmidt-Clermont et ses collaborateurs [10] ont étudié une méthode pour déterminer la masse des mésons en fonction de la diffusion multiple des particules le long de la trajectoire dans l'émulsion. Ils ont trouvé une masse pour les mésons ρ de de 200 ± 30, et pour les mésons π et σ une valeur voisine de 270 ± 40, en accord satisfaisant avec nos expériences par la méthode de comptage de grains. Ceci indiquerait que la majeure partie des mésons σ soit des mésons lourds.

D'autre part, dans 18 événements nous avons observé l'émission des mésons σ, projetés à la suite des désintégrations nucléaires [11]. Remarquons que ces désintégrations, quoique très spectaculaires, pourraient n'être qu'un effet secondaire associé à la création des mésons. On en voit deux exemples dans les figures 9 et 10.

En examinant les désintégrations produites par les mésons σ émis, mon collègue Occhialini et moi nous avons pu montrer que la majorité au moins des mésons émis sont probablement identiques aux mésons lourds de masse 313 observés à Berkeley.

Ces résultats nous permettent de schématiser les différents types de mésons présents dans la composante pénétrante du rayonnement cosmique dans la figure 11. Nous admettons que des particules π^-, négatives existent, qui peuvent se désintégrer au vol, comme les particules π^+ positives, en donnant naissance à des mésons μ^- négatifs; que les mésons π^- négatifs peuvent réagir à la fois avec les noyaux lourds et légers, présents dans l'émulsion, pour donner lieu à des explosions nucléaires.

L'interaction entre la radiation primaire et les noyaux des atomes dans la haute atmosphère produit ainsi les particules π^+ et π^- qui sont émises avec une grande énergie cinétique. A cause de leur brève vie moyenne, nous pensons que ces particules, pendant leur traversée de l'atmosphère, se désintègrent en vol et donnent ainsi naissance aux particules μ^+, μ^-, qui constituent la composante pénétrante de la radiation cosmique. Celles des particules μ^+ qui s'arrêtent dans l'émulsion se désintègrent avec émission d'un électron que nous ne pouvons observer sur les photographies et contribuent à donner les mésons ρ. Celles des particules μ^- qui sont arrêtées dans la gélatine se désintègrent avec émission d'un électron e^-, et sont aussi comptées parmi les mésons ρ.

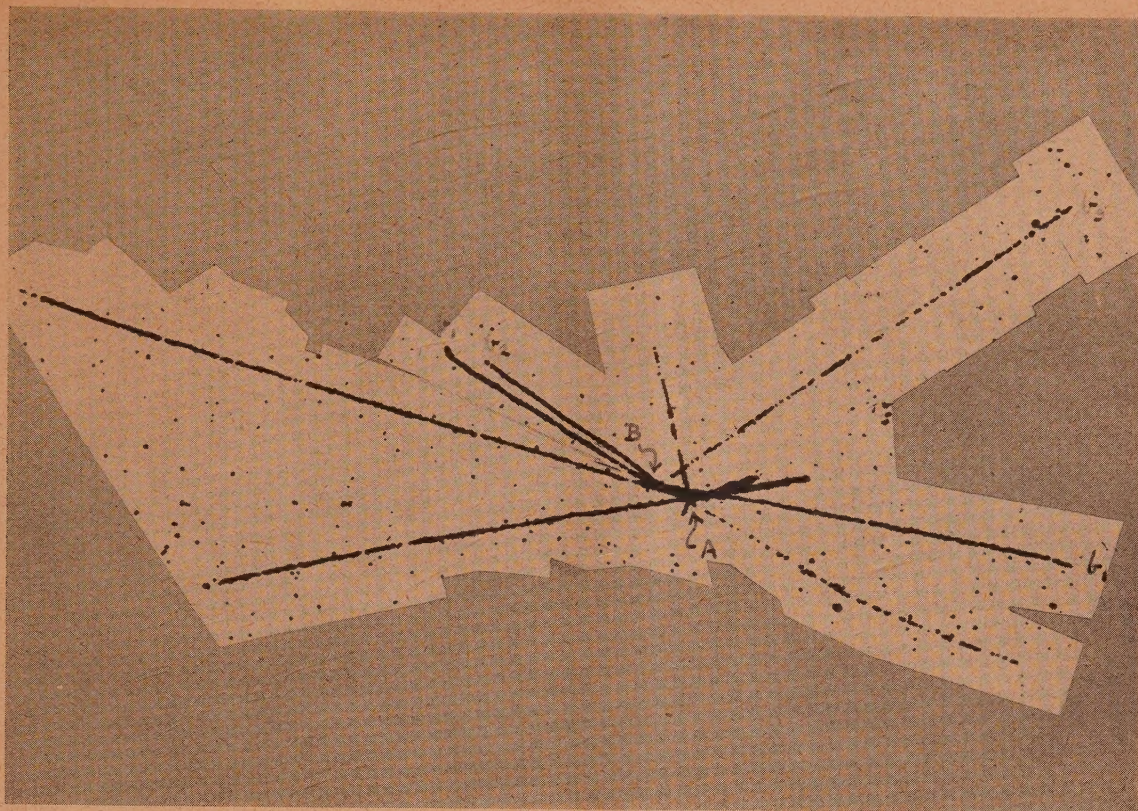


Fig. 10. — La mosaïque ci-dessus montre un exemple de méson σ émis de très petits parcours. Cette mosaïque est quelque peu confuse en raison de l'enchevêtrement des traces; on peut déterminer cependant au microscope que les deux désintégrations A et B sont reliées par une trace de particule montrant un scattering évident, qui possède donc presque certainement une faible vitesse. Puisque cette particule, malgré sa faible vitesse produit une dséintégration nous supposons que c'est un méson.
Dans la désintégration A, 8 particules sont émises, il ne s'agit donc pas d'une désintégration produite par méson. Nous considérons ainsi l'étoile A comme étant primaire et nous supposons que le méson, à la fin de son parcours, a produit l'étoile B.

D'autre part, celles qui sont capturées par des atomes d'argent ou de brome entrent en interaction avec le noyau avant de se désintégrer. Il est raisonnable de penser qu'elles produisent la désintégration du noyau avec émission de particules lourdes : si ces particules lourdes sont chargées, ces mésons figureront dans ce cas parmi les mésons σ.

La majorité des mesons σ, cependant est formée de mésons π^- créés au cours d'explosions nucléaires produites dans la matière au voisinage immédiat de la plaque. Ceux qui sont projetés avec une énergie convenable peuvent être arrêtés dans l'émulsion avant d'avoir eu le temps de se désintégrer. Ils sont alors capturés par les atomes, et produisent la désintégration aussi bien des atomes légers que des lourds. On peut attribuer une origine analogue aux particules π^+ qui se désintègrent à la fin de leur parcours. Elles constituent les mésons π et produisent les mésons μ.

La production des particules π^- peut aussi avoir lieu dans l'émulsion même, et dans les cas favorables, nous observons des mésons σ émis.

Il faut ajouter, que nous n'avons jamais observé l'émission d'un méson π positif dans nos plaques. On peut expliquer ce fait, peut-être, en prenant en considération que les mésons π positifs sont accélérés par les noyaux du même signe, pendant l'émission, tandis que les mésons π^- subissent un retardement, étant chargés négativement. Par des considérations géométriques très simples, on peut montrer que la probabilité que les mésons s'échappent de l'émulsion augmente rapidement avec l'énergie croissante, ce qui rend leur identification improbable dans nos expériences.

Nos idées sont confirmées par les expériences récentes, de toute première importance, de Gardner et Lattes à Berkeley [12]. Vous savez, par les comptes rendus de la Presse, que la production des mésons positifs et négatifs a été observée quand on fait tomber des particules alpha, dont l'énergie dépasse

300 millions de volts, sur les écrans matériels.

Nos connaissances sur les mésons positifs artificiels sont plus sommaires, mais on a observé qu'une grande proportion de ces mésons, à la fin de leur parcours, se désintègre en donnant naissance à un méson secondaire. Autant que je sache, on n'a pas encore observé le parcours complet de ces particules secondaires, mais on peut supposer qu'il s'agit du méson π^+, tel que nous l'observons dans le rayonnement cosmique.

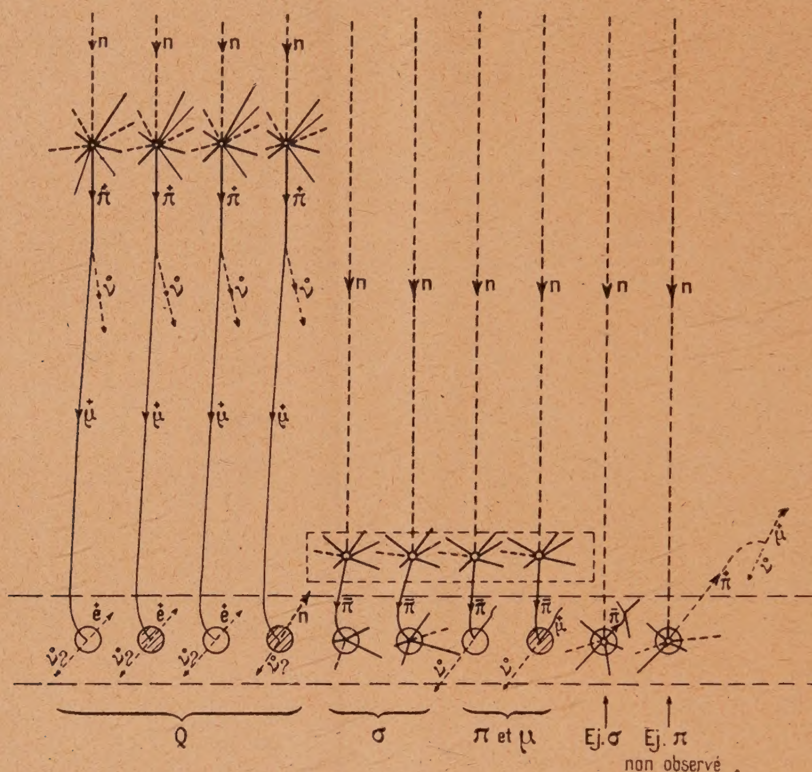


Fig. 11. — Essai de schéma expliquant l'origine des mésons ρ, σ, π et μ, observés dans les émulsions photographiques, par la présence de particules π^+ et π^- de masse $\sim 310\ m_e$ qui se désintègrent en donnant les particules μ^+ et μ^- de masse $\sim 200\ m_e$.

Les mésons négatifs artificiels produisent fréquemment, pas toujours, des désintégrations. Le Dr Gardner et M. Lattès ont eu l'amabilité de nous envoyer une plaque obtenue au cours de leurs expériences, et nous avons étudié 500 de ces mésons artificiels obtenus sur la même plaque, ce qui nous a permis de tracer la courbe de distribution des particules, analogue à celle que nous venons de montrer pour les mésons σ des rayons cosmiques. On peut voir que les deux distributions sont essentiellement similaires.

Dans les expériences de Berkeley le signe de la charge des mésons est simplement donné par le sens de la déviation des particules dans le champ de l'électro-aimant du cyclotron et l'on peut également évaluer la masse de ces particules directement en mesurant le rayon de courbure dans le champ magnétique et le parcours restant du méson dans la plaque photographique. La distribution des valeurs des masses préliminaires, obtenue par Gardner et Lattès montre qu'il existe parmi les mésons négatifs un groupe de masse $313 \pm 13\ m_e$. Ils trouvent aussi un second groupe de masse 200 environ, mais l'origine de ces mésons reste à discuter. Autant que je sache, on n'a pu encore décider si ces mésons légers sont produits directement par l'impact des particules, ou s'ils sont dus à la désintégration des mésons lourds.

Des observations préliminaires de Gardner et Lattes suggèrent que 2/3 des mésons légers, de masse 200 environ, s'arrêtent dans la gélatine sans être accompagnés d'explosions. L'autre tiers produit une désintégration avec l'émission d'une et quelquefois de deux particules. D'autre fois on observe que les mésons lourds sont accompagnés par des explosions nucléaires plus riches.

Il est clair qu'une connaissance plus précise sera bientôt accessible, grâce aux expériences qui conti-

nuent à Berkeley. On voit d'après ces observations qu'il n'est pas encore possible de décider si nos idées sur l'origine de différents types de mésons doivent encore être développées pour envisager la possibilité de la production directe des mésons légers dans les explosions provoquées par le rayonnement cosmique.

En résumé, pour bien situer l'état actuel de ces questions, nous pouvons dire :

1° Il est établi qu'il existe deux types de mésons positifs de masse définie, environ 310 et 200. Les deux espèces accompagnent le rayonnement cosmique et peuvent être produits artificiellement depuis quelques mois au Laboratoire. La question de savoir si les mésons de masse 200 sont produits directement n'est pas encore décidée.

2° L'existence de deux espèces de mésons négatifs est également établie, à la fois par l'étude du rayonnement cosmique et par la production artificielle dans le Laboratoire. On trouve des masses voisines pour les mésons négatifs et positifs, lourds et légers.

3° Il n'est pas établi, mais il est probable, que les masses des mésons lourds, de signes différents, sont égales, ce qui impliquerait que leur nature, abstraction faite de leur charge, est identique. Toutefois, nous devons remarquer que la théorie récente de Klein [13] prévoit justement que les particules π^+ et π^- ne sont pas identiques. Il est donc important de trancher cette question.

4° La production artificielle des mésons nous permet d'identifier ces mésons avec certains de ceux trouvés dans le rayonnement cosmique, mais il n'est pas exclu qu'il existe dans le rayonnement cosmique des types de mésons compris entre 100 et 400 masses, qui ne sont pas encore produits artificiellement.

5° Les mésons de masses ~ 300 et $200\,m_e$, chargés négativement ou positivement, observés à Berkeley et dans les observations de la radiation cosmique au moyen de plaques photographiques peuvent être identifiés avec ceux mis en évidence par les observations d'Alichanov, Alichanian et leurs collègues [14]. D'autre part, les premières expériences indiquent que si des particules de masse variable existent de masse intermédiaire entre 100 et $400\,m_e$, leur fréquence est très faible dans les conditions de ces expériences.

Nous pouvons espérer que les expériences de Berkeley sur les particules positives et sur la détermination directe des masses des mésons cosmiques par la déviation magnétique, que nous poursuivons actuellement avec M. Rosenblum et M. Franzinetti [15] au Jungfraujoch, permettront d'éclaircir ces deux derniers points.

D'après les résultats préliminaires obtenus déjà



Fig. 12.

il serait désirable de pouvoir disposer d'un champ magnétique encore plus intense, ce qui prermettrait

d'atteindre une précision meilleure. En effet, la précision des résultats obtenus croît très rapidement avec la valeur du champ.

Manuscrit reçu le 3 juillet 1948.

Note ajoutée à la correction (14 novembre 1948). — Depuis la rédaction de notre article, de nouveaux résultats ont été obtenus. Nous les résumons brièvement ci-dessous :

1° Des mesures plus précises des masses des mésons π et μ : ont été effectuées à Berkeley [14]; les valeurs obtenues sont

$$m_\pi = 286 \pm 6\, m_e; \quad m_\mu = 212 \pm 10\, m_e.$$

Les mésons π^+ et π^- ont la même masse, aux erreurs expérimentales près. Il découle de ce résultat que la particule neutre assurant la balance de la quantité de mouvement dans le processus $\pi \rightarrow \mu$ a une masse petite et peut-être nulle, et non pas $\sim 100 m_e$ comme il est dit dans le texte précédent. Ce résultat a été confirmé par Brown et Fowler [15] pour les mésons cosmiques, par « grain-counting » dans des conditions expérimentales améliorées. Travaillant sur des plaques à fading négligeable et uniformément développées en profondeur, ces auteurs ont trouvé $\frac{m_\pi}{m_\mu} = 1,33 \pm 0,05$.

2° Il a été montré [16] que les mésons μ sont habituellement produits par la désintégration des π, et jamais, ou très rarement du moins, par interactions nucléaires. De plus [17], les mésons μ arrêtés dans des éléments lourds produisent rarement, et probablement jamais, des désintégrations avec émission de particules lourdes *chargées*.

3° De nouvelles émulsions décrites par le Dr R. W. Berriman [18] enregistrent les traces d'électrons et autres particules de charge e même au minimum d'ionisation. Elles ont permis l'observation des électrons émis dans la désintégration des mésons μ [19]. La figure 12 montre un processus $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$.

4° Des résultats préliminaires suggèrent que l'énergie des « électrons » produits par la désintégration des mésons μ n'est pas la seule produite, ce qui indique que deux particules neutres doivent être émises pendant la désintégration.

10 novembre 1947.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Anderson, Adams, Lloyd et Rau, *Phys. Rev.*, 1947, 72, p. 724.

[2] Rasetti, *Phys. Rev.*, 1941, 60, p. 198. — Rossi et Nereson, *Phys. Rev.*, 1943, 64, p. 199. — Chaminade, Freon et Maze, *C. R. Acad. Sc.*, 1944, 218, p. 402.

[3] Conversi, Pancini et Piccioni, *Phys. Rev.*, 1947, 71, p. 209.

[4] Fermi, Teller et Weisskopf, *Phys. Rev.*, 1947, 71, p. 314.

[5] Powell, Occhialini, Livesey et Chilton *J. of sc. Inst.*, 1946, 23, p. 102.

[6] Dillworth, Occhialini et Payne, *Nature*, 1947, 162, p. 102.

[7] Occhialini et Powell, *Nature* ,1947, 159, p. 93.

[8] Perkins, *Nature*, 1947, 159, p. 93. — Occhialini et Powell, 1947, 159, p. 183.

[9] Lattes, Muirhead, Occhialini et Powell, *Nature*, 1947, 158, p. 694. — Lattes, Occhialini et Powell, *Nature*, 1947, 160, p. 453 et 486.

[10] Goldschmidt-Clermont, King, Muirhead et Ritson, *Proc. Phys. Soc. Aug.* 1948.

[11] Occhialini et Powell, *Nature*, 1948, 162, p. 168.

[12] Gardner et Lattes, *Science*, 12 mars 1948.

[13] Klein, *Nature*, 1948, 161, p. 897.

[14] Serber, Rapport au congrès Solvay, 1948.

[15] Brown et Fowler, communication privée.

[16] Occhialini et Powell, *Nature*, G. B., 1948, **162**, p. 166.

[17] Camerini, Muirhead, Powell et Ritson, *Nature*, G. B., 1948, **142**, p. 433.

[18] Berriman, *Nature*, G. B., sous presse.

[19] Brown, Fowler, Muirhead, Powell et Ritson, *Nature*, G. B., sous presse.

UNE MÉTHODE A GRAND RENDEMENT POUR L'ÉTUDE PAR COMPTEURS DU RAYONNEMENT COSMIQUE I. DESCRIPTION DE L'APPAREIL

Par A. FRÉON et R. MAZE.
Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure, Paris.

Sommaire. — Il a été réalisé un montage à coïncidences multiples au moyen duquel il est possible de voir, dans chaque cas, quels sont les compteurs qui ont fonctionné. On indique les particularités essentielles de cet appareil, prévu pour fonctionner a bord d'un avion et qui fournit un enregistrement des résultats par perforation d'une bande de papier.

Introduction. — L'étude des grandes gerbes de l'air (gerbes d'Auger) au moyen d'un montage à coïncidences ordinaire exige, par suite de leur faible fréquence moyenne, des mesures de longue durée.

En vue d'effectuer de telles mesures en avion, on a réalisé, à la demande de M. le Professeur Pierre Auger, un appareillage nouveau permettant à la fois d'accroître la vitesse de comptage et d'enregistrer simultanément des expériences multiples.

La première condition peut être remplie en augmentant la surface des compteurs, de préférence par leur mise en parallèle, ou, et c'est la solution qui a été adoptée, en multipliant leur nombre, ce qui présente l'avantage de multiplier les combinaisons de coïncidences possibles entre les compteurs. On a adopté un montage à neuf compteurs.

La seconde condition, réalisation d'expériences simultanées, est satisfaite par la discrimination de l'ordre des coïncidences observées, depuis les doubles ou les triples jusqu'aux nonuples. On a, de plus, accru considérablement le pouvoir d'analyse de l'appareil en le rendant capable d'individualiser les compteurs touchés lors d'une coïncidence d'ordre quelconque.

Il faut, d'autre part, pouvoir changer facilement la disposition des compteurs et les répartir à volonté sur une surface d'une dizaine de mètres de rayon. Ceci est obtenu en plaçant les compteurs dans des boîtes de protection et en les reliant au sélecteur de coïncidences par des câbles avec raccords étanches permettant de les disposer en plein air.

On décrira ici l'appareillage employé : enregistreur, compteurs et câbles de liaison, sélecteur, alimentation et disposition générale de l'appareil. Dans une seconde partie on exposera le problème de l'analyse statistique des renseignements que peut fournir la méthode employée à l'étude des gerbes de l'air ainsi que les premiers résultats expérimentaux obtenus.

Enregistreur. — Pour simplifier au maximum la manipulation de l'appareil, avoir des résultats immédiatement contrôlables et d'un dépouillement facile, on a réalisé un enregistreur à papier perforé, papier trouvé dans le commerce sous la forme de bandes de 15 cm de largeur et 20 m de long.

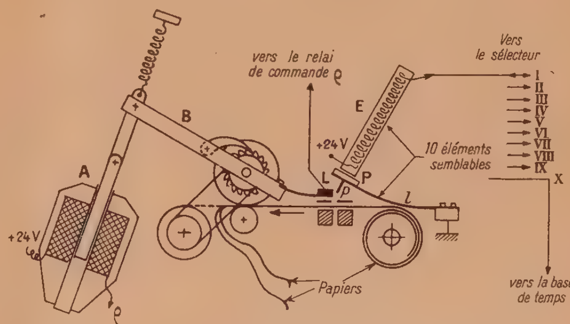


Fig. 1. — Schéma de principe de l'enregistreur.

La figure 1 donne le schéma de principe de l'enregistreur. Dix éléments perforateurs équidistants sont disposés dans un plan sensiblement vertical, parallèle à la largeur du papier, perpendiculairement à son sens de déroulement. Chaque perforateur comporte un électro-aimant cylindrique E à surfaces polaires concentriques rodées, alimenté sous une tension continue de 24 à 30 V et qui maintient au collage avec une force portante de 500 g une palette de fer doux argentée P tirée vers le bas, en plus de son propre poids, par un ressort à lame l exerçant une traction de 200 g. L'excédent d'attraction est

suffisant pour rendre le perforateur insensible aux chocs provenant du fonctionnement des perforateurs voisins ou du levier de réarmement de l'enregistreur, il n'est pas affecté non plus par les vibrations rencontrées lors de l'expérimentation en avion.

Lorsque l'alimentation de l'électro-aimant est coupée, la palette décolle facilement grâce au petit entrefer constitué par son argenture et acquiert une force vive suffisante pour qu'une aiguille de phonographe *p*, placée à sa partie inférieure, puisse perforer plusieurs épaisseurs du papier, maintenu entre deux lames guide. On peut donc obtenir, si on le désire, plusieurs copies de l'enregistrement.

A fin de course la palette entre en contact avec une lame argentée isolée *L*, commune à tous les perforateurs, et la met à la masse, ce qui commande, par l'intermédiaire d'un relais, l'alimentation sous 24 V continus d'un électro-aimant à plongeur *A* qui imprime un mouvement de va et vient à un levier *B*. A l'aller, ce dernier par l'intermédiaire de la lame *L*, qui lui est solidaire, ramène au collage les palettes des perforateurs qui ont fonctionné. Au retour le levier fait avancer le papier de 5 à 6 mm au moyen d'un cliquet et d'un tambour d'entraînement.

L'enregistreur est alors prêt à fonctionner à nouveau. La durée totale du cycle des opérations, ou temps mort de l'appareil est de 0,5 s.

Après perforation, le papier est enroulé sur une bobine réceptrice ou bien peut sortir de l'appareil en passant sur un pupitre où l'on peut l'examiner et noter sur la bande les indications qui paraissent nécessaires, il est ensuite enroulé à la main sur une bobine réceptrice.

Divers dispositifs de sécurité que l'on ne décrira pas ici assurent le fonctionnement correct du cycle des opérations, notamment la tension d'anode des thyratrons du sélecteur, utilisés par la commande des perforateurs, est coupée pendant la durée du cycle afin d'éviter les perturbations qu'apporterait une nouvelle coïncidence survenant avant la fin du cycle. Ce temps mort entraîne une perte de comptage, facile à calculer d'après la fréquence moyenne des événements observés compte tenu de leur répartition statistique. Dans nos conditions d'expérience cette correction est négligeable au niveau de la mer, elle atteint quelques pour cent aux plus grandes vitesses de comptage (6 par minute) observées à l'altitude de 7 500 m.

Neuf des perforateurs correspondent aux compteurs, le dixième est affecté à l'enregistrement du temps au moyen d'un relais commandé par une horloge à contacts. 48 boutons poussoirs placés à la périphérie du cadran de l'horloge permettent d'établir des contacts dont l'intervalle est réglable de 15 mn à 12 h par fractions de 15 mn. L'intervalle minimum convient pour les mesures à haute altitude tandis que l'intervalle maximum suffit avec des compteurs sous écrans de plomb au niveau de la mer.

Compteurs et liaison au sélecteur. — On utilise des compteurs auto-coupeurs (argon-méthylal) à enveloppe de verre et à cathode externe. Ils sont semblables à ceux décrits par Maze (*J. de Phys.* juin 1946, n° 6, p. 164-166). Leur surface efficace est de 120 cm² (diamètre 30 mm, longueur utile $l = 400$ millimètres).

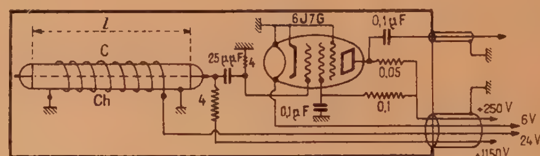


Fig. 2. — Compteur, lampe et câbles de couplage.

Un fil chauffant *Ch* (*fig.* 2), dissipant 17 W sous 24 V, est enroulé sur la coque du compteur afin de maintenir la conductibilité du verre à une valeur suffisante pour assurer le bon fonctionnement du compteur aux basses températures, de l'ordre de —20°, rencontrées en altitude. Ce chauffage protège en outre le compteur de la condensation. La figure donne le schéma du montage de la lampe type 6J7 associée au compteur, les valeurs des résistances sont exprimées en mégohms. Un câble blindé à quatre conducteurs assure l'alimentation de l'ensemble : 1150 V pour le compteur, 24 V pour le chauffage, 6 V et 250 V pour la lampe.

Le choc négatif du compteur bloque la lampe dont l'impulsion positive du potentiel de plaque est transmise au sélecteur par un câble coaxial haute fréquence de 10 m de long. Étant donné la faible longueur de cette ligne vis-à-vis des longueurs d'onde à transmettre il n'a pas été jugé utile d'adapter les impédances au moyen d'un montage à cathode flottante ou à transformateur.

La capacité totale fil-masse du câble, égale à 900 cm, donne avec la résistance de plaque (50 000 Ω) une constante de temps de $5 \cdot 10^{-5}$ s quatre fois plus faible que le temps mort du compteur.

Un fil nu aérien possède une capacité linéaire cinq fois plus faible que celle du câble, son emploi permettrait donc dans des conditions de fonctionnement analogues une extension des compteurs dans un rayon de 50 m autour du sélecteur.

Sélecteur. — Le sélecteur comprend essentiellement :

a. Un sélecteur de coïncidences nonuple, à grand pouvoir de résolution ($4 \cdot 10^{-6}$ s) donnant toutes les coïncidences d'ordre supérieur à un ordre donné.

b. Neuf sélecteurs doubles, un par compteur,

permettant d'individualiser ceux des compteurs qui ont fonctionné lors d'une coïncidence enregistrée par le premier sélecteur.

c. Des organes de commande de l'enregistreur.

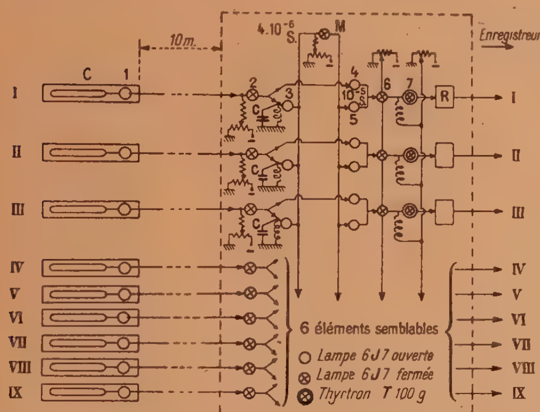


Fig. 3. — Sélecteur, schéma de principe.

La figure 3 donne le schéma de principe de l'appareil. Toutes les lampes sont ici encore des 6J7 sauf les lampes de liaison avec l'enregistreur (thyratrons T 100 ou 884).

a. Première sélection. — L'amplitude des chocs positifs à la sortie des câbles coaxiaux est suffisante pour actionner une 6J7 polarisée bien au delà du cut-off, —30V par exemple (lampes 2, *fig.* 3). La pente de ces chocs n'est pas très forte mais on n'observe néanmoins aucune difficulté provenant des fluctuations possibles des retards au déblocage des lampes 2 avec le pouvoir de résolution de $4 10^{-6}$s qui a été adopté. Par suite de la forme des chocs le réglage individuel des polarisations des lampes 2 permet de régler et de compenser au besoin des différences de retards systématiques de transmission allant jusqu'à 10^{-5}s.

L'impulsion négative de plaque des lampes 2 bloque les lampes 3 qui ne sont pas polarisées. Suivant une méthode que nous employons depuis 1938, une self placée entre la grille de ces lampes et la masse donne une impulsion rapide, dérivée de l'impulsion incidente. La fréquence propre de la self est de 400 kc : s une capacité c de 500 $\mu\mu$F en parallèle permet d'obtenir le pouvoir de résolution voulu.

Les neuf plaques des lampes 3 sont montées en parallèle (montage de Rossi) les impulsions positives résultant des coïncidences actionnent une lampe à seuil, ou mélangeuse M.

Dans un sélecteur ordinaire l'impulsion résultante n'a d'amplitude notable que pour les coïncidences d'ordre maximum. On s'est attaché ici à transmettre à la lampe mélangeuse des impulsions proportionnelles à l'ordre de la coïncidence observée. Ce résultat est obtenu en adoptant pour la tension écran et la résistance de plaque des lampes 3 des valeurs faibles (50 V et 20000 Ω). La différence d'amplitude entre les ordres successifs de coïncidences est d'une quinzaine de volts, on dispose donc d'une plage de réglage de cet ordre pour la polarisation de la lampe M. Avec les valeurs adoptées on enregistre les coïncidences doubles à nonuples pour une polarisation comprise entre —10 et —25 V, les coïncidences triples à nonuples passent seules de —25 à —40 V et ainsi de suite.

b. Seconde sélection. — Elle permet l'identification des compteurs excités : A cet effet, les grilles des neuf lampes 5, montées en parallèle, reçoivent les impulsions négatives de plaque de la lampe M. Pour obtenir une amplitude suffisante, le potentiel de cette lampe est porté à 1150 V.

Chacune des lampes 5 est montée en coïncidence avec une lampe 4 dont la grille reçoit les impulsions négatives d'une des lampes d'entrée 2. On voit que, pour qu'il y ait coïncidence double 4-5 il faut : 1° Qu'il y ait une coïncidence multiple dans le premier sélecteur; 2° que le compteur correspondant à ce second sélecteur ait participé à la coïncidence multiple. Le pouvoir séparateur de ces seconds sélecteurs n'est que de 10^{-5}s sur ce qui ne présente aucun inconvénient par suite de la sélection préalable du premier sélecteur.

c. Commande de l'enregistreur. — L'impulsion positive provenant de l'un des sélecteurs doubles suffit en principe par la commande de grille des thyratrons 7 qui déclenchent à leur tour les relais commandant les perforateurs. Mais l'expérience montre que, pour assurer la sécurité de fonctionnement il faut que la résistance du circuit de grille du thyratron soit faible et que la durée du choc soit suffisante. Ces deux conditions sont réalisées au moyen d'une self de grille, de fréquence propre 100 kc : s qui, excitée par le choc, détermine un régime oscillatoire amorti dont les crêtes positives successives déclenchent le thyratron. Ce système demandant une énergie notable et sa réaction sur le sélecteur pouvant introduire des perturbations, une lampe intermédiaire 6 est disposée entre le sélecteur 4-5 et le thyratron 7.

Chaque thyratron commande un relais téléphonique rapide (temps mort 1/75 de seconde) à inversion, qui coupe le retour de masse, donc l'alimentation de l'électro-aimant correspondant de l'enregistreur et met à la masse la plaque du thyratron coupant ainsi la décharge.

Réalisation de l'appareil. — La figure 4 donne l'ensemble de l'appareil, disposé sur un chassis

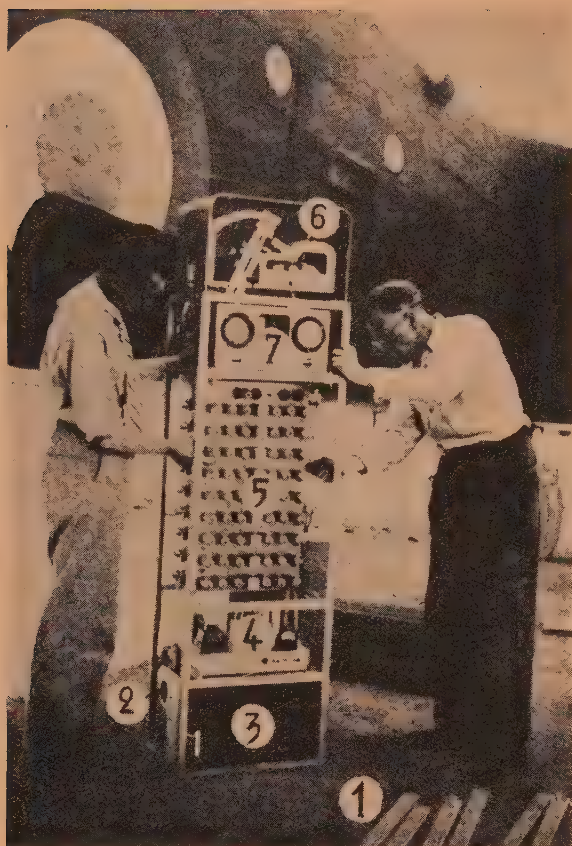


Fig. 4.

vertical. On voit en 5 le sélecteur, en 6 l'enregistreur, en 7 le panneau de commande et de contrôle, qui comporte, à gauche la pendule à contacts, à droite, un voltmètre indiquant la polarisation de la lampe M, au milieu un altimètre enregistreur. Les boîtes contenant les compteurs sont visibles en 1, à terre, devant l'appareil.

Pour les expériences en altitude on a utilisé des bombardiers lourds du type Halifax, à bord desquels l'énergie électrique est distribuée sous une tension continue de 24 à 28 V.

Un contacteur 2 contrôle l'arrivée de cette tension qui alimente l'enregistreur, le chauffage des compteurs et des lampes (4 filaments en série) ainsi que le groupe convertisseur 3. Ce groupe fournit 700 V continus et 110 V 400 périodes cette dernière tension est transformée, redressée et stabilisée au moyen d'un montage classique à triode et penthode de manière à fournir les 1150 V nécessaires à l'alimentation des compteurs. Un deuxième stabilisateur du même type fournit 300 V 100 MA à partir des 700 V continus pour l'alimentation des circuits plaque écran et polarisation des lampes. Ces divers organes sont disposés en 4 (*fig.* 4). L'ensemble de l'appareil consomme 25 A sous 24 V dont près de 7 A pour le chauffage des compteurs et 6 A pour le chauffage des 64 lampes du sélecteur.

Au laboratoire on fait fonctionner l'appareil sur le secteur 110 V 50 périodes, Un autotransformateur Variac donne 25 V pour le chauffage des lampes et des compteurs. Une alimentation spéciale donne la tension anodique et la polarisation.

La haute tension des compteurs est obtenue au moyen d'une batterie d'éléments de piles de 100 V et la tension continue de 24 V (débit moyen 200MA) nécessaire au fonctionnement de l'enregistreur est assurée au moyen d'un chargeur à redresseurs secs et d'une batterie tampon.

(*A suivre.*)

Manuscrit reçu le 2 octobre 1948.

MÉTHODE NOUVELLE DE MESURE DES COURANTS CONTINUS DE PLUSIEURS MILLIERS D'AMPÈRES

Par Roger SERVANT.
Faculté des Sciences de Bordeaux.

Sommaire. — Les courants continus très intenses sont maintenant employés non seulement dans l'industrie mais aussi dans certains laboratoires de magnéto-optique ou de physique corpusculaire où ils servent à l'obtention des champs magnétiques.

L'auteur, après avoir rappelé les difficultés de leur mesure et signalé les procédés déjà employés pour l'effectuer, propose une méthode nouvelle :

Elle utilise l'action à distance du courant à mesurer sur un équipage mobile de forme appropriée, parcouru par un courant auxiliaire. Cet équipage est constitué par deux bras plans formant un dièdre mobile autour de son arête et porteurs chacun d'une nappe d'éléments conducteurs parallèles à l'axe tels que le produit de leur longueur par leur nombre de brins varie en raison inverse de leur abscisse.

Le moment résultant des forces électromagnétiques tendant à faire tourner cet équipage, lorsqu'il est placé dans un champ magnétique, est proportionnel à la circulation du champ le long de ses branches. Il peut être équilibré par un couple élastique et mesuré par la rotation correspondante d'un bouton de manœuvre.

Comme d'après le théorème d'Ampère, la circulation totale du champ magnétique autour d'un courant I (ampères) est égale à $4\pi I/10$, l'instrument permet de mesurer ce courant.

L'appareil, que l'on pourrait appeler « partio-ampèremètre », fonctionne de la façon suivante : On fait, en deux (ou plusieurs) stations, un tour complet autour du conducteur, on additionne les « intensités partielles » trouvées et on a le courant cherché.

L'appareil convient à toute une gamme de courants I. En faisant varier son courant d'alimentation i, on peut en effet mesurer avec la même précision du centième des courants I variant dans de larges limites, par exemple de 1 000 à 10 000 ampères.

I. — Introduction.

Emploi des courants continus de plusieurs milliers d'ampères dans les laboratoires de physique. — Les courants continus très intenses sont employés ordinairement dans l'industrie électrochimique ou électrométallurgique. Mais des courants de 5 000 à 10 000 A commencent déjà à être utilisés dans certains laboratoires de magnétisme ou de physique corpusculaire pour alimenter des « bobines » spéciales servant à la production des champs magnétiques intenses.

Certes, les électro-aimants (à défaut d'aimants permanents) restent les appareils de choix pour produire les champs magnétiques et l'on sait par exemple tous les travaux réalisés à Bellevue, au laboratoire de M. Cotton, avec l'électro-aimant (de 100 kW) de l'Académie des Sciences. Le nombre des électro-aimants s'est même accru depuis la mise en service des cyclotrons.

Cependant, en dehors de l'emploi des électro-aimants ou de la méthode Kapitza (qui peut fournir des champs allant jusqu'à 300 000 gauss mais seulement dans des intervalles de temps extrêmement brefs), une nouvelle technique s'est développée, celle des *bobines* sans fer : celles-ci, traversées par des courants continus de plusieurs milliers d'ampères et convenablement refroidies par une circulation d'eau sous pression, permettent d'obtenir, moyennant cette fois une dépense de l'ordre de 1 000 à 1 500 kW, les champs magnétiques très intenses ou très étendus nécessaires à certaines expériences :

En France, M. Cotton a fait construire plusieurs de ces « bobines » qui ont déjà servi à des études sur les transmutations, les rayons cosmiques, le magnétisme (1). L'une d'elles, construite avec la collaboration de M. Tsaï, fournit pour un courant de 8 000 A un champ de 16 000 gauss dans « un creux » cylindrique de 18 cm de diamètre sur 11 cm de hauteur. Une autre, réalisée au même laboratoire par M. Gaume, fournit pour un courant de 7 000 A (sous 190 V) un champ magnétique de 75 000 gauss dans un volume de 20 cm^3.

En Amérique, Bitter a mis en service à Cambridge une série de bobines (2) consommant 10 000 A

(1) A. Cotton, *C. R. Acad. Sci.* 1938, **207**, p. 1277. — F. Joliot et I. Zlotowski, *J. de Phys.* 1938, **9**, p. 393. — L. Leprince-Ringuet, Les rayons cosmiques. Paris, 1945, p. 71. — F. Gaume, *C. R. Acad. Sci.*, 1946, **223**, p. 719.

(2) F. Bitter, *Review Sci. Instrum.*, 1939, **10**, p. 373. — G. R. Harrison et F. Bitter, *Phys. Rev.*, 1940, **57**, p. 15.

sous 170 V. Son « magnet n° 3 » produit un champ uniforme d'environ 100 000 gauss dans un volume de 25 cm³. Il a déjà servi à des études sur l'effet Zeeman.

Difficultés de la mesure des courants continus intenses. — Le problème de la mesure des courants continus très intenses se pose donc maintenant aux physiciens comme aux industriels. Quelles en sont les difficultés ? Elles proviennent du fait suivant :

Si l'on utilise un ampèremètre monté sur shunt, ce dernier est fort volumineux (Il est muni de dispositifs de refroidissement et souvent plongé dans un bain d'huile). Les barres d'amenées du courant étant boulonnées aux extrémités du shunt, il s'introduit inévitablement des contacts imparfaits et des différences de température produisant des forces électromotrices parasites. Le coefficient de réduction du shunt est donc mal connu [1] et doit être déterminé sur place par étalonnage.

Si l'on utilise un « gaussmètre » pour mesurer — suivant une remarque de M. Cotton [2] — les courants d'après les champs qu'ils produisent dans leur voisinage, il faut (sauf cas particulier où le champ est calculable) étalonner sur place ces appareils.

Quant aux divers « indicateurs de courant » que l'on peut utiliser, comme ceux constitués par exemple (³) par un anneau de fer doux entourant le conducteur et présentant une coupure dans laquelle peut tourner un cadre, ils doivent aussi pour la plupart être gradués préalablement. Il en est de même pour les appareils du type Besag [3] utilisant les variations d'impédance (pour un courant alternatif auxiliaire) d'un enroulement réalisé sur un anneau de fer entourant le courant,

On est donc conduit à faire appel à des méthodes spéciales soit pour mesurer les courants en valeur absolue, soit pour étalonner ampèremètres et indicateurs de courant. Physiciens et Ingénieurs se sont appliqués à en proposer plusieurs que nous énumérerons brièvement :

Méthodes de compensation (Knopp, Pestarini, Dietsch, etc.) [4]. — Dans ces méthodes, on dispose autour du conducteur parcouru par le courant I à mesurer un anneau de fer doux portant un enroulement auxiliaire de n tours. En envoyant dans ce dernier un courant continu i convenable, on peut annuler le flux d'induction dans le fer. On admet alors — moyennant certaines précautions sur lesquelles nous reviendrons — que :

$$ni = I.$$

Dans le procédé Knopp, on effectue le réglage en ramenant au zéro une aiguille aimantée placée dans un entrefer ménagé dans le circuit magnétique. Le réglage peut d'ailleurs être automatique.

Dans le procédé Pestarini, ce sont les indications d'un voltmètre branché sur le collecteur d'un petit induit tournant à grande vitesse dans l'entrefer que l'on ramène au zéro.

Dans le procédé Dietsch, ce sont les caractéristiques d'un transformateur bobiné sur l'anneau de fer que l'on ramène, par le courant de compensation, à ce qu'elles étaient avant le passage du courant I.

Signalons enfin le procédé Krämer [5] utilisant un courant auxiliaire alternatif et réalisant une compensation des ampères-tours pour une alternance sur deux.

Méthode optique (Cotton) [6]. — M. Cotton a suggéré de mettre à profit le pouvoir rotatoire magnétique qu'acquiert un liquide transparent contenu dans un tube polarimétrique lorsqu'il est placé dans le champ magnétique existant au voisinage du courant I à mesurer.

Si l'on considère en effet un polygone quelconque entourant le conducteur, on trouve que la somme des rotations magnétiques mesurées sur ses divers côtés est donnée par la relation :

$$\sum \alpha = \frac{4\pi V I}{10},$$

où V est la constante de Verdet du liquide employé. On peut donc mesurer I par $\Sigma\alpha$. On peut même se dispenser de faire des mesures sur tous les côtés du polygone dès que le conducteur présente certains éléments de symétrie.

Méthode du potentiomètre magnétique (Chattock, Rogowski, Tsaï) [7]. — Le « potentiomètre magnétique » de Chattock est constitué par un solénoïde souple obtenu en enroulant en hélice un fil conducteur isolé sur un tube de caoutchouc. Associé à un balistique, il permet de mesurer la circulation $\int H dl$ d'un champ magnétique entre ses extrémités (car le flux qu'il reçoit est proportionnel à cette circulation).

Pour étalonner son potentiomètre, Chattock a proposé d'en ceinturer un courant connu I et de mettre à profit le théorème d'Ampère qui exprime que la circulation du champ autour du conducteur est égale à $4\pi\frac{I}{10}$.

Ce procédé, applicable aux divers modèles de potentiomètres (⁴), peut inversement servir à la mesure des courants continus, en particulier des courants intenses : on entoure le conducteur avec le

(³) *Cf.* Usigli, *loc. cit.*, figure 8. Ces appareils s'apparentent aux « pinces ampèremétriques » à palettes de fer doux (distinctes des pinces transformateurs pour courants alternatifs) utilisées couramment pour les courants *continus* et alternatifs de quelques centaines d'ampères.

(⁴) R. W. Pohl., Elektrizitatlehre. Zwolfte Auflage, Gottingen, 1946, p. 77.

solénoïde souple qui joue le rôle de pince ampèremétrique et l'on y produit les variations de flux par coupure ou établissement du courant. Des déviations correspondantes du balistique on déduit la valeur de ce courant,

Rogowski a proposé une manœuvre plus pratique : après avoir entouré le conducteur par le solénoïde souple, on boucle ce solénoïde sur lui-même à l'extérieur. On recueille ainsi la même variation de flux sans avoir à couper le courant. C'est encore le procédé qu'emploie M. Tsaï en remplacant le balistique par un fluxmètre. Avec par exemple un potentiomètre de 150 cm de long, 25 mm de diamètre, 9 tours au centimètre et un fluxmètre de 10 000 maxwells/div, il obtient une sensibilité de 178 A par division.

Méthode du cylindre creux (Fortrat) [8]. — M. Fortrat a proposé d'intercaler dans le circuit parcouru par le courant I à mesurer, un conducteur tel que le champ magnétique à son intérieur soit calculable. Il a fait choix d'un cylindre creux à génératrices perpendiculaires aux lignes de courant. Il suffit de mesurer le champ dans l'axe, avec un « magnémètre » ou un « gaussmètre » (5), pour avoir le courant d'après la formule :

$$H = kI,$$

où k est connu.

Remarques sur ces méthodes. — Ces méthodes sont toutes susceptibles de rendre de très grands services; elles valent souvent par leurs détails, auxquels on se reportera. Il faut cependant remarquer que leur mise en œuvre exige parfois certains délais, dûs par exemple à la pose des appareils; elle exige surtout certaines précautions :

Ainsi par exemple, dans la méthode de compensation des ampères-tours, il faut tenir compte de l'hystérésis et introduire un circuit auxiliaire, sans quoi malgré la compensation, l'induction ne reviendrait pas à zéro. Il faut également que les flux primaire et secondaire soient canalisés complètement par le fer, d'où nécessité d'une disposition particulière de l'anneau ou d'un blindage convenable (6).

Dans la méthode de compensation par un courant alternatif la courbe d'aimantation du métal utilisé doit satisfaire à certaines conditions.

Dans la méthode du potentiomètre-fluxmètre, il faut éventuellement tenir compte de la lenteur des manœuvres qui peut entraîner des erreurs (7).

Dans la méthode du cylindre creux, il faut s'assurer que les densités de courant sont réparties comme le suppose le calcul et qu'il n'y a pas d'effets parasites dûs au voisinage d'autres conducteurs.

Enfin, certains appareils dissipent une énergie électrique notable tandis que d'autres exigent autant d'enroulements appropriés qu'il y a de gammes distinctes de courants à mesurer.

Il ne m'a donc pas paru inutile de chercher un procédé nouveau qui puisse échapper à certaines de ces difficultés et puisse surtout être mis facilement en œuvre dans les laboratoires. Je me propose de le décrire ici.

II. — Méthode proposée.

Elle consiste [9] à utiliser l'action à distance du courant à mesurer I sur un équipage mobile de forme appropriée, parcouru par un courant auxiliaire. Cet équipage, en forme de dièdre, peut « ceinturer » le conducteur en deux (ou plusieurs) fois. Ses indications sont proportionnelles à la circulation du champ magnétique le long de ses branches. Or, la circulation totale du champ magnétique le long d'un circuit fermé entourant le conducteur est égale à $\frac{4\pi I}{10}$ d'après le théorème d'Ampère. Il en résulte que l'appareil fournit à chaque fois ce que j'appelle un « courant partiel » et qu'il suffit d'ajouter les intensités partielles trouvées pour avoir le courant I.

Constitution des « bras » de l'équipage. — Disposons (*fig.* 1) dans un demi-plan xOz pouvant

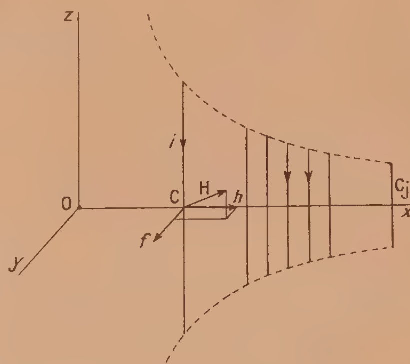


Fig. 1.

tourner autour de Oz, une série d'éléments conducteurs C_1 C_1...C_2 parallèles, équidistants, d'axe Ox, parcourus dans le même sens par un courant auxiliaire i (ampères) et dont la longueur varie en raison inverse de leur distance à l'axe.

Cherchons l'action d'un champ magnétique quelconque sur cet ensemble. Soit $\vec{H}$ la valeur du champ au niveau de l'élément C, h sa composante suivant

(5) G. Dupouy, *C. R. Acad. Sci.*, 1927, **184**, p. 375. R. Servant et B. Tsai. *C. R. Acad. Sci.*, 1938, **206**, p. 1172.

(6) *Cf.* Pestarini, *loc. cit.*, p. 14.

(7) J. Cayrel. *Comm. Soc. Fr. Phys. J. de Phys.* 1947, **8**, p. 13 S.

Ox, x l'abscisse de l'élément et $2z$ sa longueur. Seule la composante h intervient pour faire tourner l'ensemble. Elle crée une force de Laplace f parallèle à Oy, dont le moment par rapport à l'axe est :

$$m = \frac{2i}{10} xzh.$$

Or,

$$xz = k. \tag{1}$$

Donc le moment résultant $\mathfrak{M}$ de toutes les forces électromagnétiques tendant à faire tourner l'ensemble est :

$$\mathfrak{M} = \frac{2ki}{10} \sum h,$$

la somme Σ étant étendue à tous les conducteurs de C_1 à C_j.



Fig. 2.

Comme ces conducteurs sont équidistants, on a, s'ils sont suffisamment serrés (*fig.* 2) :

$$\sum h = \frac{j}{l} \int_0^l h \, dx,$$

l'intégrale $\int_0^l$ désignant la circulation du champ le long de Ox de O à C_j (d'abscisse l). Donc, le moment résultant :

$$\mathfrak{M} = \frac{2kij}{10l} \int_0^l h \, dx \tag{2}$$

est bien proportionnel à cette circulation.

Appareil. — Dès lors, adoptons le dispositif suivant (*fig.* 3): Soit un équipage mobile constitué par deux « bras » B et B' formant un dièdre rigide pouvant tourner autour de son arête zOz'. Les bras B et B' sont profilés suivant des arcs symétriques d'hyperboles équilatères $x.z = \pm k$, sur lesquels viennent s'appuyer les spires, à côtés verticaux et horizontaux d'un enroulement de fil conducteur contenu dans BB'. Les côtés verticaux de cet enroulement, groupés en faisceaux équidistants F de n brins chacun, constituent deux nappes d'éléments conducteurs analogues à celle envisagée précédemment. Elles sont situées de part et d'autre de Oz et parcourues en sens inverses par le courant. Quant aux côtés horizontaux, ils n'interviennent pas sur le mouvement.

Si donc on dispose l'équipage mobile de façon que ses bras soient de part et d'autre du courant I à mesurer, le couple tendant à le faire tourner sera, d'après (2) :

$$\mathfrak{M} = \frac{2knij}{10l} \int_{-l}^{+l} h \, dx.$$

Avec le dispositif de la figure 3, il suffit pour l'équilibrer d'agir sur le bouton de manœuvre b de l'un des ressorts spiraux fixés à l'équipage et servant

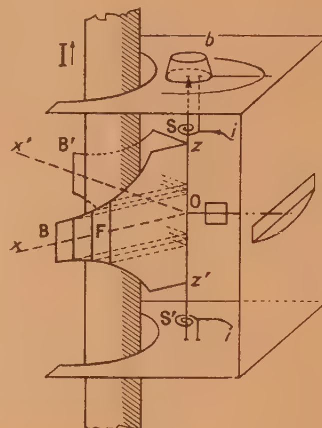


Fig. 3.

d'amenées de courant. Une rotation θ développant un couple antagoniste $C\theta$, on a, lorsque l'équipage est ramené au zéro :

$$\int_{B'OB} h \, dx = \frac{5lC}{knij} \theta. \tag{3}$$

Graduation. — Supposons maintenant (*fig.* 4)

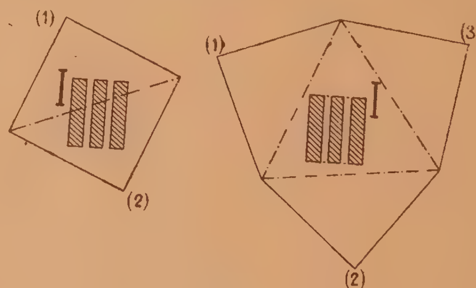


Fig. 4.

qu'avec l'appareil on « ceinture » en deux (ou plusieurs) fois le conducteur traversé par le courant I (ampères) à mesurer. Soient θ_1, θ_2, ... les déviations successives de l'aiguille. Comme, d'après le théorème d'Ampère, la circulation totale du champ autour de I est :

$$\int h \, dx = \frac{4\pi I}{10}, \tag{4}$$

on voit, d'après (3), que :

$$\left(\frac{4\pi I}{10}\right) = \frac{5lC}{knij}(\theta_1 + \theta_2 + \ldots).$$

Si nous posons :

$$I_p = \frac{25lC}{2\pi knij}.\theta_p$$

et si nous faisons correspondre à chaque déviation θ_p ce que j'appelle un « courant partiel » I_p, nous voyons que le courant cherché est :

$$I = \sum I_p. \qquad (5)$$

Il en résulte le mode d'utilisation suivant : *On réalise en deux (ou plusieurs) stations un tour complet autour du conducteur, on additionne les intensités partielles trouvées et on a le courant cherché.*

III. — Réalisation des mesures.

Construction de l'appareil. — La réalisation du « partio-ampéremètre » peut être envisagée de plusieurs façons : Ainsi, on pourrait concevoir un modèle balance pouvant se disposer « en toit » au-dessus des conducteurs horizontaux et dont les indications seraient à multiplier par deux toutes les fois qu'il y aurait un plan horizontal de symétrie...

Je décrirai seulement ici l'un des modèles, conforme au schéma 3, que j'ai réalisé pour la mesure des courants de 1 000 à 10 000 A, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de ceux actuellement utilisés par les physiciens :

Ses bras ont une longueur utile de 15 cm et l'échancrement (*fig.* 5) est suffisant pour permettre à l'appareil d'entourer en deux fois des conducteurs de 10 cm × 10 cm de section. Sur chaque bras, l'écartement des faisceaux de fils est de 1 cm, ce qui est suffisant — comme le montre la discussion graphique — pour que dans les conditions normales d'emploi, la somme Σh soit bien assimilable à $\frac{i}{l}\int hdx$, à mieux de deux millièmes près. Le profil hyperbolique des bras n'est conservé qu'aux extrémités, depuis l'abscisse 4 jusqu'à l'abscisse 15. Pour réduire en effet la hauteur des faisceaux les plus rapprochés de l'axe, j'ai utilisé le fait que *l'on peut réduire K fois la hauteur d'un élément F à condition de multiplier par K le nombre de ses brins* [8]. Dans ces conditions, on peut prendre la même longueur 6 cm pour les faisceaux d'abscisses 1, 2, 3, 4, leurs nombres de brins étant respectivement 24, 18, 8 et 6, alors que dans la partie hyperbolique des branches le nombre de brins est uniformément de 6.

L'équipage est monté sur pivots. Une équerre extérieure en assure la rigidité et un contrepoids réglable en permet l'équilibrage. Le courant auxiliaire arrive et sort par deux ressorts spiraux identiques S et S' de sens opposés. Par le bouton b on peut agir sur le point d'attache extérieur de S pour ramener au zéro l'équipage lorsqu'il est dévié par le courant à mesurer. Une aiguille mobile se déplaçant devant un index (*fig.* 3) permet de faire cette remise au zéro avec précision. A l'équilibre, seule l'élasticité du ressort S (de 5,7 g/cm/90°) intervient. (Le ressort S' concours simplement à la remise au zéro à vide et au passage du courant).



Fig. 5. — « Partio-ampèremètre » pour la mesure des courants continus de 1 000 à 10 000 A.

Le bâti de l'appareil est constitué par deux plaques horizontales échancrées en forme de V, de façon à laisser libre l'espace situé entre les branches de l'équipage et munies de crapaudines sur lesquelles viennent porter les pivots. Elles sont maintenues à distance convenable par quatre colonnettes en laiton que recouvre un carter en aluminium. La plaque supérieure porte la graduation devant laquelle se déplace l'aiguille fixée au bouton b. La plaque inférieure porte deux angles rentrants (*fig.* 5) formant repères pour délimiter la corde sous-tendue par les extrémités utiles de l'équipage et permettre de fermer autour du courant I la ligne brisée constituée par les positions successives des bras.

L'appareil est relié électriquement à une boîte

[8] Cette condition rentre d'ailleurs dans la condition plus générale

$$nxzi = \text{const.} \qquad (1')$$

sur laquelle doit être basé tout dispositif de même principe.

d'alimentation comprenant une pile sèche, un milliampèremètre à plusieurs sensibilités et des rhéostats réglables.

Marche des mesures. — On dispose l'appareil au voisinage d'une portion montante de conducteur, pas nécessairement verticale, et on en fait le tour, de préférence en deux fois, en utilisant les repères comme il a été dit (9). La forme du conducteur n'intervient pas.

Pour chaque station, on inverse le sens du courant auxiliaire i de façon à avoir une déviation double 2θ. On note le courant partiel obtenu.

On recommence pour les deux stations et l'on ajoute les courants partiels pour avoir le courant I.

(Bien entendu, dans le cas où il y a un plan de symétrie, il suffit de faire une seule lecture et de doubler le résultat).

Précision et sensibilité. — Pour étalonner l'appareil, comme pour procéder à ses essais, il est commode de réaliser l'équivalent d'un courant de plusieurs milliers d'ampères avec l'un des côtés d'un enroulement formé d'un grand nombre de tours de fil conducteur isolé parcouru par un courant connu, de l'ordre de 10 A par exemple. La forme du cadre n'intervient pas (10).

On vérifie aisément que, quel que soit le polygone fermé réalisé par les positions successives des bras de l'équipage (*fig.* 4), on trouve bien des valeurs concordantes pour I.

On constate d'autre part, qu'il est facile de mesurer les courants I à la *précision du centième* en valeur relative. De plus, c'est avec cette même précision que l'on peut opérer *pour toute une gamme de courants* I : Il suffit en effet de réduire N fois le courant auxiliaire i, pour pouvoir mesurer dans des conditions identiques des courants N fois plus forts; on peut d'ailleurs en agissant sur le courant auxiliaire, amener la déviation à telle valeur que l'on veut pour faciliter les mesures.

L'appareil décrit a une sensibilité de 23,2 ampères-partiels par division (de 1°) du cadran, pour un courant d'alimentation i de 150 milliampères. Donc, pour ce courant i et en alternant le sens du courant auxiliaire, on a une *sensibilité de* 11,6 *ampères-partiels par division.*

Ainsi, pour un courant I de 2 000 A, l'appareil donne dans chacune de ses deux stations une déviation double 2θ de plus de 80°. Pour avoir les mêmes déviations pour 6 000 A, il faudrait réduire le courant auxiliaire de 150 à 50 milliampères. On voit l'excès de sensibilité dont on dispose pour les courants élevés.

Conclusion. — Telle est la méthode que j'ai proposée pour la mesure des courants continus de plusieurs milliers d'ampères. Elle constitue un procédé « statique » ne faisant appel ni aux propriétés magnétiques du fer ni aux phénomènes d'induction. Elle vient donc s'ajouter aux autres méthodes et fournit un moyen nouveau de recoupement.

L'appareil auquel elle conduit, et qui peut être appelé « partio-ampèremètre », permet de mesurer, à la précision du centième, des courants continus variant dans de très larges proportions, de 1 000 à 10 000 A par exemple.

(9) L'appareil est construit pour être posé sur un plateau horizontal, mais, soigneusement équilibré, il pourrait être placé autrement.

(10) L'action sur l'appareil ne dépend en effet que de la circulation du champ, donc du nombre d'ampères-tours.

Manuscrit reçu le 16 juillet 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] B. Usigli, *C. R. Congrès internat. Electricité*, Paris, 1932, **3**, p. 593. *Rev. gén. Electricité*, 1932, **32**, p. 450.
[2] A. Cotton, *C. R. Acad. Sc.*, 1927, **184**, p. 378.
[3] E. Besag, *Elektrotechnische Zeitschrift*, 1919, **40**, p. 430.
[4] O. A. Knopp, *Electrical World*, 1915, **66**, p. 751. — J. M. Pestarini, *Rev. gén. d'Elect. et Mécanique*, 1929, **5**, p. 12. *Rev. gén. Electricité*, 1929, **25**, p. 966. — P. Gonnard, *Rev. gén. Electricité*, 1931, **29**, p. 457. O. E. Nolke, *Elektrotechnische Zeitschrift*, 1936, **57**, p. 37. *Rev. gén. Electricité*, 1936, **39**, p. 414. — Ch. Dietsch, *C. R. Acad. Sci.*, 1931, **193**, p. 22; 1932, **194**, p. 1466. *Rev. gén. Electricité*, 1931, **30**, p. 142. — J. Vassilière-Arlhac. *Rev. gén. de l'Electricité*, 1939, **46**, p. 54.
[5] W. Krämer, *Elektrotechnische Zeitschrift*, 1937, **58**, p. 1309.
[6] A. Cotton, *C. R. Acad. Sci.*, 1938, **207**, p. 820.
[7] A. P. Chattock, *Philosiphical Magazine*, 1887, **24**, p. 94. — W. Rogowski, *Archiv. für Elektrotechnik*, 1913, **1**, p. 511. — B. Tsaï, *C. R. Acad. Sci.*, 1938, **207**, p. 820.
[8] R. Fortrat, *J. de Phys.*, 1939, **10**, p. 190.
[9] R. Servant, *C. R. Acad. Sci.*, 1946, **223**, p. 942.

RÉGLAGE AUTOMATIQUE DES CHAMBRES DE WILSON

Par R. RICHARD-FOY.
Ingénieur de l'Aéronautique.
Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

Sommaire. — Il faut modifier le réglage d'une chambre de Wilson quand la température t varie, en augmentant le taux de détente quand t augmente. Il suffit, pour rendre ce réglage automatique, d'une modification simple du régulateur de pression employé au Laboratoire des radiations de Berkeley.

Une des difficultés de l'emploi pendant un temps long d'une chambre de Wilson est sa sensibilité aux variations de température. On peut y remédier partiellement par une climatisation de la salle d'expériences, mais à haute altitude en montagne ou en avion ce procédé est difficile à mettre en œuvre correctement.

Nous avons donc envisagé d'étudier un appareil qui fasse varier automatiquement le taux de détente en fonction de la température. Si nous utilisons une chambre dont la détente est produite par le relâchement d'une pression d'air comprimé, la position avant du piston étant déterminée par l'équilibre de la pression sur les deux faces du piston et la position arrière étant fixe, cet appareil peut être constitué par le régulateur de pression d'air comprimé convenablement modifié.

Nous allons d'abord exposer le principe du régulateur utilisé au laboratoire de radiation de Berkeley [1] et montrer comment on peut le modifier pour obtenir le résultat que nous cherchons.

A. **Régulateur ordinaire d'air comprimé.** — Ce régulateur se compose des chambres 1, 2 et 3 que l'on voit sur la figure 1, sans la chambre O. La chambre 1 et la chambre 3 sont séparées par une membrane de caoutchouc sur laquelle est collée la pièce métallique A qui forme la chambre 2. La chambre 3 communique avec l'appareil consommateur d'air comprimé et la chambre 2 est reliée à la distribution d'air comprimé par un pointeau creux P. On voit que si la pression en 3 est plus faible qu'en 1 la membrane se déplace vers le haut et dégage le pointeau de son siège, permettant à l'air de passer de 2 en 3 ce qui rétablit l'équilibre.

Si, par contre, la pression en 3 était plus forte qu'en 1, rien ne viendrait modifier l'équilibre si l'appareil utilisateur ne comportait pas de fuites, pratiquement il en a toujours et l'équilibre s'établit grâce à elles. Ce régulateur ne fonctionne donc pas pour un débit nul, il exige de légères fuites. La chambre 1 se termine par un tombac dont le volume est réglable, ce qui permet de faire varier la presion p dans 1 et de régler ainsi avec précision la position avant du piston du Wilson. Ce tombac ne comporte pas la tuyauterie L_1 figurée sur la figure 1.

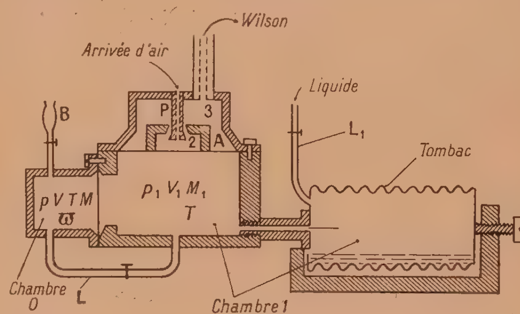


Fig. 1. — Réglage automatique des chambres de Wilson.

La précision du réglage dépend du rapport du volume total V_1 de la chambre 1 à la surface S de la membrane. La précision de la régulation dépend du rapport de la force f nécessaire à assurer la fermeture du pointeau à la surface S de la membrane d'une part, et d'autre part, du rapport de V_1 à S.

On a donc intérêt, pour avoir un appareil précis, à prendre

$$\frac{V_1}{S} \text{ grand} \quad \text{et} \quad \frac{f}{S} \text{ petit.}$$

Pratiquement, on peut considérer que la pression en 3 reste toujours égale à celle en 1 en négligeant $\frac{f}{S}$ et en tous cas les variations de pression provoquées par une perturbation quelconque en 1 et 3 restent toujours égales.

B. **Régulateur compensé.** — Si la température T varie de $+\Delta T$, tous les volumes qui interviennent dans l'appareil restant fixés, les pressions varient également et la position avant du piston reste inchangée, elle a même tendance à reculer légèrement, car la pression de vapeur saturante augmente plus rapidement que celle du gaz sec; le taux de détente tend donc plutôt à diminuer, alors que l'expérience montre que le bon réglage est obtenu par une augmentation de ce taux ε.

[1] Je remercie W. B. Fretter de m'avoir indiqué ce principe.

Pour remédier à ce défaut nous proposons d'adjoindre au régulateur précédent une chambre 0 séparée de la chambre 1 par une membrane élastique et après avoir établi l'équilibre de pression entre 0 et 1 au moyen de la tuyauterie L d'y introduire un liquide très volatil de tension de vapeur ϖ. Nous allons calculer la variation $\frac{\mathrm{d}p_1}{\mathrm{d}T}$.

La chambre 0 est caractérisée par son volume V; la pression p; la masse M de gaz sec; la température T et la pression ϖ de vapeur. La chambre 1 par V_1, p_1, M_1 et T_1.

Nous avons

$$pV = KMT,$$

$$p_1 V_1 = KM_1 T.$$

$$p_1 = p + \varpi \qquad \text{(équilibre de la membrane)},$$

d'où

$$\frac{\mathrm{d}p}{p} + \frac{\mathrm{d}V}{V} = \frac{\mathrm{d}t}{T}, \qquad \frac{\mathrm{d}p_1}{p_1} + \frac{\mathrm{d}V_1}{V_1} = \frac{\mathrm{d}t}{T},$$

$$\mathrm{d}p_1 = \mathrm{d}p + \mathrm{d}\varpi.$$

On élimine $\mathrm{d}p$, $\mathrm{d}V$, $\mathrm{d}V_1$ et l'on fait en première approximation $p = p_1$, d'où

$$\frac{\mathrm{d}p_1}{\mathrm{d}T} = \frac{p_1}{T} + \frac{V}{V+V_1}\,\frac{\mathrm{d}\varpi}{\mathrm{d}T}. \qquad (1)$$

Revenons maintenant à la chambre de Wilson de volume V_4, pression p_4, température T en position comprimée et de volume fixe V_5 en position détendue.

Nous avons $V_5 = (1+\varepsilon)\,V_4$ par définition et $p_4 \neq p_1$ comme nous l'avons vu avec $\mathrm{d}p_4 = \mathrm{d}p_1$. Soit p'_4 la pression du gaz dans la chambre et ϖ_4 la pression de vapeur saturante, on a

$$p_4 = p'_4 + \varpi_4, \qquad p'_4 V_4 = KM_4 T.$$

Une variation de température T donne une variation de volume V telle que

$$\frac{\mathrm{d}p'_4}{p'_4} + \frac{\mathrm{d}V_4}{V_4} = \frac{\mathrm{d}T}{T} \qquad \text{et} \qquad \mathrm{d}p_4 = \mathrm{d}p'_4 + \mathrm{d}\varpi_4 \qquad (1^{bis})$$

$$\frac{\mathrm{d}V_4}{V_4} = \frac{\mathrm{d}t}{T} - \frac{\mathrm{d}p_4}{p'_4} + \frac{\mathrm{d}\varpi_4}{p'_4} \neq \frac{\mathrm{d}T}{T} - \frac{\mathrm{d}p_1}{p_1} + \frac{\mathrm{d}\varpi_4}{p_1}.$$

Or

$$\frac{\mathrm{d}V_4}{V_4} = \frac{-\mathrm{d}\varepsilon}{1+\varepsilon}, \qquad \text{donc} \qquad \frac{\mathrm{d}\varepsilon}{1+\varepsilon} = \frac{-\mathrm{d}T}{T} + \frac{\mathrm{d}p_1}{p_1} - \frac{\mathrm{d}\varpi_4}{p_1}. \qquad (2)$$

Reportons la valeur de $\frac{\mathrm{d}p_1}{p_1}$ tirée de (1), nous avons

$$\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{1+\varepsilon} = \frac{1}{p_1}\left(\mathrm{d}\varpi\,\frac{V}{V+V_1} - \mathrm{d}\varpi_4\right).$$

Donc

$$\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}T} = \frac{1+\varepsilon}{p}\left(\frac{\mathrm{d}\varpi}{\mathrm{d}T}\,\frac{V}{V+V_1} - \frac{\mathrm{d}\varpi_4}{\mathrm{d}T}\right). \qquad (3)$$

Le régulateur fait donc varier automatiquement le taux de détente. Si nous connaissons la quantité $\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}T_{exp}}$ qui correspond à une conservation du bon réglage, l'équation ci-dessus permet de calculer le rapport $\frac{V}{V+V_1}$ des chambres 0 et 1 du régulateur compensant automatiquement les variations de température. Pratiquement l'on construira un régulateur dont les volumes des chambres se rapprocheront des valeurs calculées et l'on fera un réglage espérimental en faisant varier le volume V_1. Pour cela il suffit d'adjoindre au tombac la tuyauterie L_1 par laquelle on versera un volume connu d'un liquide à faible tension de vapeur dans la cavité 1. On pourra, par exemple, utiliser de l'huile pour basse pression.

D'autre part, en raison des forces parasites provoquées par l'élasticité des différentes membranes, il est préférable de déterminer directement la variation $\left(\frac{\mathrm{d}p_1}{\mathrm{d}T}\right)_{exp}$ correspondant à un bon réglage au lieu de $\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}T_{exp}}$ et de calculer $\frac{V}{V+V_1}$ à partir de cette fonction.

Pour une chambre de Wilson fonctionnant à la pression ordinaire à l'eau et alcool, ε est de l'ordre de 0,12, avec $\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}T}$ de l'ordre de 0,001 et $\frac{\mathrm{d}\varpi_4}{\mathrm{d}T}$ de l'ordre de 1,7 mm de Hg. Nous avons donc en ordre de grandeur

$$0{,}001 \sim \frac{1{,}1}{760}\,\frac{\mathrm{d}\varpi}{\mathrm{d}T}\left(\frac{V}{V+V_1} - 1{,}7\right)$$

c'est-à-dire

$$\frac{\mathrm{d}\varpi}{\mathrm{d}T}\,\frac{V}{V+V_1} \sim 0{,}7 + 1{,}7.$$

Il faut donc choisir un liquide dont la pression de vapeur saturante ait une variation $\frac{\mathrm{d}\varpi}{\mathrm{d}T} = 2{,}5$ mm Hg par degré. Ceci est parfaitement réalisable.

Conclusion. — Nous pensons donc que l'utilisation d'un régulateur de ce type peut permettre un réglage automatique de la détente dans certaines limites et donner plus de souplesse à l'emploi de la chambre de Wilson.

Bien entendu, cela ne résout qu'une partie des problèmes que posent les variations de température; la condensation sur les parois à l'intérieur de la chambre et la variation de la composition chimique de l'atmosphère au cours du temps doivent être combattus par d'autres moyens.

Manuscrit reçu le 8 juin 1948.

Le Gérant : Maurice Blondin. 130565 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1948.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

Le présent numéro contient la première mise au point bibliographique du *Journal de Physique*, nouvelle forme de son ancienne *Revue Bibliographique*. Ces mises au point donneront, sur chaque question à l'ordre du jour en physique, un exposé d'ensemble, suivi d'une bibliographie complète des travaux récents.

Celle qui ouvre la série concerne le spectre ultrahertzien et la structure moléculaire; elle est due à Mme M. Freymann, M. R. Freymann et M. J. Le Bot. Les lecteurs du *Journal de Physique* apprécieront à la fois sa haute tenue scientifique et la richesse des informations qu'elle fournit : on ne saurait assez remercier les auteurs du magnifique effort qu'ils ont accepté de consacrer à cette œuvre d'intérêt général. Divisée en trois parties, elle occupera la partie bibliographique (pages D) des numéros d'octobre, novembre et décembre 1948 du *Journal de Physique*.

Les mises au points bibliographiques suivantes concerneront la Spectrométrie et Spectrographie de masse, la Physique de l'atmosphère, l'Optique physiologique, les Rayons X, la Théorie des particules élémentaires, la Physique nucléaire, etc. Chacune a été demandée à un des plus éminents spécialistes du sujet traité, qui a consenti à faire profiter les lecteurs de ce Journal de son effort personnel de documentation.

LE SPECTRE ULTRAHERTZIEN ET LA STRUCTURE MOLÉCULAIRE

Par Mme M. FREYMANN, MM. R. FREYMANN et JEAN LE BOT.
Faculté des Sciences de Rennes.

Introduction. — Les études de structure moléculaire utilisant les ondes hertziennes ont suivi de près la découverte de Hertz : rappelons les travaux du pionnier que fût Drude et la théorie — encore utilisée — de Debye. Mais il est certain que les données les plus fécondes sur la structure moléculaire furent fournies, jusqu'à ces dernières années, par les déterminations de moments électriques; sur ces questions déjà anciennes nous renvoyons aux monographies de Errera [LS. 5] et de R. Freymann [LS. 6], ainsi qu'au livre de Granier [Les diélectriques (Dunod, 1948)].

Mais il faut reconnaître que cette méthode d'étude de la structure moléculaire pouvait sembler moins féconde que les méthodes spectrales infrarouge ou même ultraviolette. L'application des techniques du Radar, et plus spécialement la possibilité d'utiliser des ondes voisines de 1 cm vient, au cours de ces cinq dernières années, de modifier complètement la position du problème. L'observation de bandes nouvelles, apparentées comme nous le verrons aux bandes infrarouges, a permis notamment d'obtenir des renseignements précieux sur la structure moléculaire et même des données sur le noyau de l'atome : distances interatomiques, moments d'inertie de la molécule, étude des isotopes, détermination du spin du noyau, du moment quadrupolaire du noyau, etc...

Étant donné l'importance de cette révolution technique, un exposé d'ensemble de ce problème semblait utile. Il ne paraît pas avoir été fait jusqu'ici. M. Jean Langevin nous a donc suggeré de développer la question sous forme d'une *bibliographie commentée.* Une telle mise au point se présente souvent sous la forme d'un texte suivi de références bibliographiques plus ou moins nombreuses; par ailleurs, il existe des analyses d'articles, éparses parmi d'autres sujets. Il a semblé intéressant à M. Jean Langevin d'employer une méthode mixte. C'est ce que nous nous sommes efforcé de réaliser. Cependant, nous nous sommes aperçus rapidement que l'examen des Techniques d'étude ne pouvait être exposé de la même façon que les Données du spectre ultrahertzien sur la structure moléculaire. Il est évident en effet que les Techniques, en nombre relativement limité, doivent être exposées séparément, selon la méthode employée, et non suivant l'ordre alphabétique des auteurs. Par suite, *dans la première partie, on trouvera l'étude des diverses méthodes employées, suivie d'une liste alphabétique des références, sans commentaire.* Par contre, pour les études de structure moléculaire, les divers chercheurs ont examiné de nombreuses substances, mais toutes ces recherches étaient guidées par un petit nombre d'idées directrices fondamentales. *Ce sont ces idées directrices qui ont été présentées dans la Deuxième Partie qui paraîtra dans le numéro de novembre de ce* Journal, *les travaux propres à chaque auteur étant analysés séparément dans un ensemble bibliographique qui fait suite à l'exposé et paraîtra dans le numéro de décembre.*

La Bibliographie que nous allons donner se rapporte plus spécialement à la période 1940-1948; toutefois nous avons indiqué quelques références fondamentales antérieures.

Il nous est particulièrement agréable de remercier ici tous les spécialistes de l'ultrahertzien avec qui nous avons eu de nombreuses et fructueuses discussions en vue de nos recherches personnelles; nous tenons particulièrement à citer :

Drs Bleaney et Penrose et J. B. Hasted du Clarendon Laboratory Oxford, qui nous ont ouvert très aimablement leurs laboratoires et nous ont permis de nous documenter sur leur appareillage.

Pr. G. B. B. M. Sutherland de Cambridge qui nous a donné d'utiles renseignements.

MM. les Prs Y. Rocard et J. Benoit.

M. Abadie du L. N. R.

MM. Bernier, Gutton, Ortusi et Warnecke.

MM. Goudet, Lignon et Maillard du C. N. E. T.

MM. Kahan de l'O. N. E. R. A.

MM. Kniazef et Esculier des L. R.

I. — LA TECHNIQUE DE L'ULTRAHERTZIEN APPLIQUÉE A L'ÉTUDE DES STRUCTURES MOLÉCULAIRES.

Par M. JEAN LE BOT.
Chef de travaux de Physique à la Faculté des Sciences de Rennes.

Ce chapitre a pour but d'exposer les techniques de l'ultrahertzien en vue de leur application aux études de structure moléculaire. On y trouvera deux parties : la première consacrée à l'Appareillage [1], la seconde consacrée aux Méthodes de Mesure [2].

De nombreux renvois bibliographiques, placés à la fin de cette première partie, permettront de

remonter aux sources en vue d'une étude plus complète; en particulier les calculs correspondant aux différentes méthodes ne sont, en général, qu'esquissés : ils sont suffisamment détaillés dans la plupart des mémoires originaux.

1. APPAREILLAGE POUR L'ULTRAHERTZIEN.

11. **Emission.**
    - 111. Klystrons réflex.
    - 112. Alimentations stabilisées.
    - 113. Stabilisation de fréquence.
    - 114. Standards de fréquence.
    - 115. Étalons secondaires.
        - 1151. Cavités.
        - 1152. Raies Etalons.
    - 116. Multiplicateurs de fréquence.

12. **Détecteurs.**
    - 121. Détecteurs Silicium Tungstène.
    - 122. Thermistors.

13. **Lignes de transmission et de mesure.**
    - 131. Lignes coaxiales.
    - 132. Guides d'onde.
        - 1321. Guide H_{01}.
        - 1322. Changements de direction.
        - 1323. Terminaisons.
            - 13231. Pistons de court-circuit.
            - 13232. Terminaisons sans réflexion.
    - 133. Atténuateurs.
        - 1331. Atténuateurs calibrés.
        - 1332. Atténuateurs de découplage.
    - 134. Variateurs de Phase.
    - 135. Couplage directionnel.
    - 136. « T magique ».

14. **Ondemètres.**
    - 141. Montage.
        - 1411. Ondemètres de transmission.
        - 1412. Ondemètres de réaction.
    - 142. Types de cavités.
        - 1421. Coaxiale.
        - 1422. Cylindrique H_{011}.
        - 1423. Hybride H_{011}.
        - 1424. Cylindrique H_{11n}.

15. **Mesureurs d'ondes stationnaires.**

16. **Antennes.**

17. **Eléments de montages.**
    - 171. Exciter une onde H_{01}.
    - 172. Détecter une onde H_{01}.
    - 173. Changement de fréquence.
        - 1731. Simple.
        - 1732. Equilibré.

N. B. On trouvera par ailleurs un résumé des techniques utilisées pour le Radar, techniques que nous n'avons pas toutes présentées ici : Voir [T. 45] qui est, en quelque sorte, *une introduction au présent mémoire.*

11. ÉMISSION.

111. **Klystrons réflex.** — Les caractéristiques d'un tube générateur d'ondes centimétriques destiné à l'étude des structures moléculaires doivent être les suivantes : une *Puissance suffisante* pour la mesure envisagée; il faut prévoir en effet une atténuation de l'ordre de 10 db (db = décibel) sur la ligne d'alimentation pour que les conditions de la mesure ne réagissent pas sur le tube. En général une puissance de 20 à 200 mW est suffisante.

La facilité d'être *modulé en fréquence*; cette condition est indispensable lorsqu'on désire étudier les structures fines des raies.

Le tube qui répond le mieux à ces conditions est le *Klystron réflex* qui est employé par presque tous les auteurs (*fig.* 1).

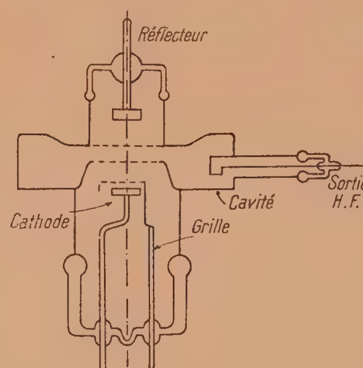


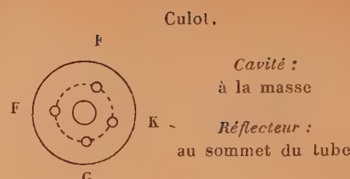
Fig. 1.

Ce tube possède en général un dispositif mécanique de variation de la fréquence; de plus il se prête particulièrement bien à la modulation de fréquence par l'application d'une tension variable (en dents de scie par exemple) superposée à la tension négative du réflecteur. Cette modulation ne consomme aucune puissance; l'inconvénient est que, par suite de la forme de la caractéristique : puissance-volts réflecteur, la modulation de fréquence s'accompagne d'une modulation d'amplitude. Lorsque l'on désire au contraire une modulation d'amplitude *sans modulation de fréquence* ou module par signaux carrés.

On trouvera ci-contre à titre d'indication les caractéristiques de quelques klystrons particulièrement aptes à la réalisation d'un montage d'étude des structures moléculaires.

KR 117 — *C. S. F.* $8{,}5 < \lambda < 11{,}5$.

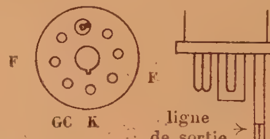
Chauffage	10 V
Grille	450 V max, 15 mA max
Cavité	450 V max, 25 mA max
Réflecteur	0 à — 300 V
Puissance	200 mW max



723 AB — *Raytheon, Western Electric.*
$8500 < F$ Mc/s < 9660, $3{,}1 < \lambda < 3{,}53$.

Culot (octal standard dont la broche 4 est remplacée par le coaxial de sortie).

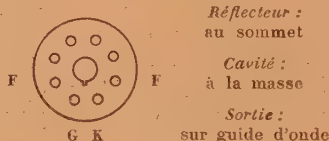
Chauffage	6,3 V, 0,44 A
Grille, cavité	300 V, 22 mA
Réflecteur	—110 à —170 V
Variation électronique de fréquence	45 Mc/s
Mc/s/V sur le réflecteur	2,2
Puissance	20 mW



2 K 33 — *Raytheon, Western Electric.*
$23600 < F$ Mc/s < 24400, $1{,}23 < \lambda < 1{,}27$.

Culot (octal standard).

Chauffage	6,3 V, 0,65 A
Focalisation	— 20 à — 100 V
Cavité	1800 V, 8 mA
Réflecteur	— 80 à — 220 V
Puissance	20 mW
Variation électronique de fréquence	40 Mc/s
Mc/s/V sur le réflecteur	1,5



112. **Alimentations stabilisées.** — Les klystrons étant sensibles aux variations de tension appliquées aux électrodes, il faut prévoir une alimentation très bien stabilisée pour les tensions grille, cavité, réflecteur. Toutefois, le réflecteur (qui ne débite pas) peut être alimenté par une batterie de piles. Pour les tensions qui débitent, on utilise un système de régulation électronique qui dérive toujours du schéma de principe (*fig.* 2). Ce montage dans lequel on utilise comme

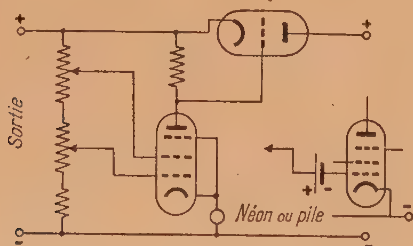


Fig. 2.

référence soit une lampe au néon soit une batterie de piles est très satisfaisant. On trouvera des détails sur le montage aux références suivantes : [T. 3], [T. 42], [T. 51], [T. 63], [T. 69].

113. **Stabilisation de fréquence.** — Les cavités des klystrons doivent répondre à certaines exigences mécaniques, aussi n'ont-elles pas le facteur de surtension élevé qui donnerait au tube une haute stabilité.

Aussi, malgré les alimentations stabilisées, la dérive en fréquence des klystrons est-elle parfois trop importante pour certaines études. On utilise alors un système de stabilisation électronique dont le principe est figuré sur le schéma ci-contre (*fig.* 3). Un

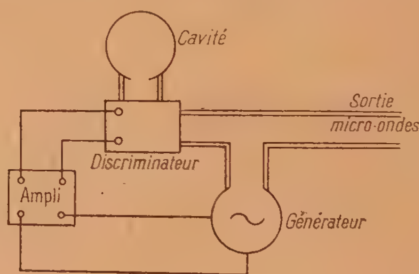


Fig. 3.

discriminateur micro-ondes fournit à chaque instant une tension continue proportionnelle à la différence de la fréquence variable du klystron et de la fréquence de résonance d'une cavité à très haut facteur de surtension; cette « tension d'erreur » est amplifiée et appliquée sur le réflecteur du klystron de manière à le corriger. Le discriminateur micro-ondes est basé sur l'emploi d'un couplage directionnel et d'un T magique, ou de deux T magiques. On trouvera

dans la bibliographie des indications complètes à ce sujet ainsi que sur la réalisation des amplificateurs attaquant le réflecteur [T. 56].

Avec de tels dispositifs, on arrive à un $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ de l'ordre de 10^{-6}; toutefois cette stabilité ne peut être garantie pour un long intervalle de temps.

114. **Standards de fréquence.** — Il peut être nécessaire de connaître, avec une très haute précision, la fréquence, par exemple lorsqu'on désire pointer une raie d'absorption.

Le « Radiation laboratory » du M. I. T., a réalisé dans ce but un standard de fréquence dont la référence est un quartz à 50 kc soigneusement thermostatisé et contrôlé par comparaison avec les émissions de la fréquence étalon WWV du « Bureau of Standards ». Cette fréquence de 50 kc est multipliée un certain nombre de fois à l'aide de tubes classiques puis triplée à l'aide d'un tripleur à lampes Phares et cavités accordées, enfin multipliée encore par extraction des harmoniques après détection par cristal.

Ce standard fournit des fréquences étalon des 90 Mc/s à 32 000 Mc/s (Mc/s = Mégacycles par seconde) très stables dans le temps avec une *erreur maximum* de $1/10^6$.

115. **Étalons secondaires.** — 1151. CAVITÉS. — Les étalons secondaires peuvent être des cavités résonantes spécialement construites pour avoir un très haut facteur de surtension et un faible coefficient de température. Ces cavités sont en général pourvues d'un système de réglage pour couvrir une plus grande gamme de fréquence. Les trois types les plus employés sont : la cavité partiellement coaxiale qui couvre la gamme 2700 à 3400 Mc/s; la cavité H_{011} à piston sans contact qui va de 7900 à 9700 Mc/s; la cavité H_{011} hybride, dans laquelle le champ est légèrement distordu par l'introduction d'un mince plongeur qui produit la variation de fréquence. Cette cavité couvre la gamme 23 500-24 500 Mc/s.

Les figures 4 *a*, *b*, *c*, donnent l'aspect de ces trois types de cavité (l'échelle n'est pas respectée).

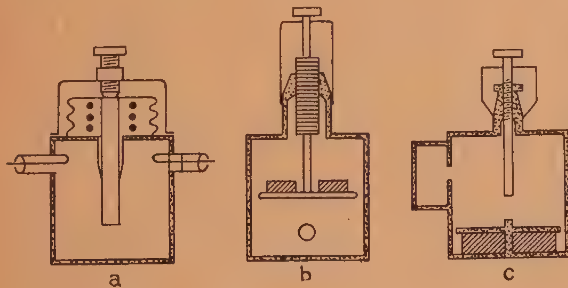


Fig. 4.

1152. Les *fréquences* de certaines *raies* d'absorption des gaz particulièrement intenses peuvent également être prises comme étalons secondaires. Strandberg, Kyhl, Wentink, Hillger ont fait des mesures très précises des raies d'absorption de l'ammoniac et ont proposé leur emploi comme étalons [T. 68], [T. 83].

116. **Multiplicateurs de fréquence.** — Pour travailler dans le domaine des ondes *inférieures à* 1 cm pour lequel aucun tube n'est encore sur le marché, on peut recourir à la multiplication de fréquence à l'aide de cristaux détecteurs. La distorsion apportée par la détection à une onde sinusoïdale appliquée au cristal fait apparaître en effet les harmoniques de la fréquence d'entrée. Cette méthode a été employée par Beringer dans son travail sur l'oxygène ($\lambda = 5$ mm).

Son montage est représenté en figure 5 [T. 4].

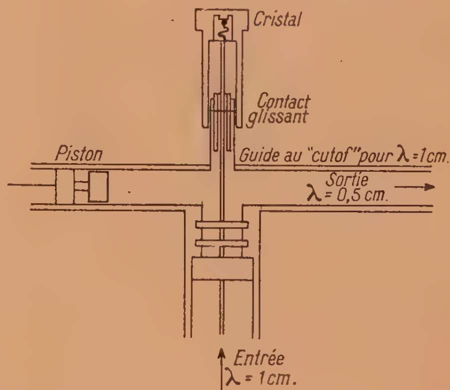


Fig. 5.

Le réglage se cherche en agissant sur le piston et le contact glissant. Le rendement de la conversion était : Puissance, 0,5 cm./Puissance, 1 cm = 10 % avec une puissance de sortie de 2 à 10 mW stable en fréquence à 1/2000e près pendant une minute.

12. DÉTECTEURS.

121. **Détecteur Silicium-Tungstène.** — Le détecteur le plus employé en micro-ondes est le détecteur Silicium-Tungstène, dérivant de l'antique galène et figuré en coupe ci-dessous (*fig.* 6 *a* et *b*); le type *a*

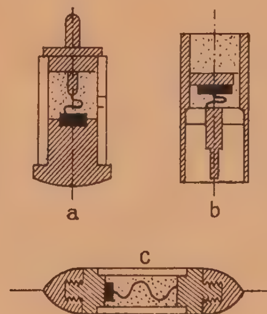


Fig. 6.

est celui employé jusqu'à 3 cm; le type *b* est le détecteur spécial pour 1 cm. Les dimensions mécaniques des cartouches sont standard et adoptées par tous les constructeurs Anglo-Saxons.

Il est intéressant de signaler que l'on peut se procurer en France des détecteurs de ce genre fonctionnant encore à 3 cm (Westinghouse *fig.* 6 *c*). Tous ces détecteurs ont une caractéristique sensiblement quadratique; toutefois on ne peut compter absolument sur l'exactitude de cette loi pour des mesures de précision; il faut calibrer le cristal par rapport à un bolomètre.

Le détecteur Si-W peut aussi servir comme mélangeur dans un recepteur à changement de fréquence avec une oscillation locale suffisante (1 mW); le cristal donne une perte de conversion de 5 à 7 db et un facteur de bruit de 1,6 environ ce qui est généralement acceptable.

On trouvera des détails sur les détecteurs Si-W dans [T. 6].

122. **Thermistors.** — Les thermistors sont des bolomètres dont l'élément résistant est constitué par un mélange d'oxydes à très fort coefficient de température; ils se présentent sous deux formes : le thermistor « grain », très petit, de réponse rapide et le thermistor disque à réponse plus lente. Le thermistor grain (*fig.* 7 *a* et *b*), est intercalé dans le montage micro-ondes et sa variation de résistance est mesurée au pont; le thermistor disque permet de compenser les variations de la température ambiante. Ces thermistors permettent de descendre jusqu'à 1 cm de longueur d'onde.

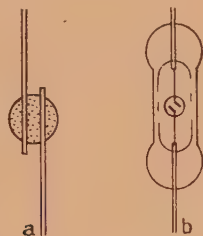


Fig. 7.

13. LIGNES DE TRANSMISSION ET DE MESURE.

131. **Lignes coaxiales.** — Les lignes coaxiales sont employées comme feeder, jusqu'à 3 cm, sous forme de câbles souples isolés au polyéthylène; l'impédance caractéristique est de l'ordre de 50 ohms.

Pour les lignes de mesure, on réalise des coaxiaux en laiton argentés ou dorés intérieurement; les supports du conducteur central doivent être judicieusement placés pour éviter des réflexions parasites. Il est très important, dans ces lignes, d'éviter les modes longitudinaux; il faut pour cela que

$$\lambda > \pi(a+b),$$

a et *b* étant les rayons des conducteurs [T. 26].

132. **Guides d'ondes.** — Le guide d'ondes constitue une ligne de transmission et de mesure excellente dans le domaine ultrahertzien à partir de $\lambda = 20$ cm (au dessus, ses dimensions le rendent peu maniable). Le guide d'onde présente en effet une atténuation beaucoup plus faible par unité de longueur que le coaxial; de plus, à partir de $\lambda = 3$ cm, des raisons mécaniques prohibent l'emploi du coaxial.

Il n'entre pas dans le cadre de cet exposé de rappeler, même sommairement, la théorie du guide d'ondes. On trouvera dans la bibliographie suivante plusieurs excellents exposés, les uns élémentaires, les autres complets, sur la question [T. 7], [T. 45], [T. 61], [T. 66], [L. T. 1], [L. T. 2], [L. T. 4], [L. T. 5], [L. T. 6], [L. T. 8], [L. T. 9], [L. T. 10].

1321. Le Guide H_{01}. — Le guide universellement adopté dans tous les montages décrits plus loin est le guide de section rectangulaire excité suivant le mode H_{01}. Pour ce mode, le champ électrique a sa valeur maximum au centre du grand côté et diminue pour s'annuler sur les parois; le champ magnétique est à la fois transversal et longitudinal par rapport à l'axe du guide et est perpendiculaire au champ électrique : les lignes de force du champ magnétique forment des contours fermés dans des plans parallèles aux grandes faces du guide. Rappelons que la longueur d'onde dans le guide λ_g est liée à la longueur d'onde dans l'air λ par la relation :

$$\frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{4b^2},$$

b étant la grande dimension de la section du guide d'onde. On voit que si $\lambda = 2b$, il n'y a plus propagation; on appelle cette λ particulière : *longueur d'onde de coupure* λ_c

On montre que pour $\lambda < b$ la propagation ne se fait plus suivant le mode H_{01} seul, d'où la condition :

$$b < \lambda < 2b,$$

le choix de la petite dimension *a* (qui n'intervient pas dans les formules précédentes) est fait d'après des considérations d'atténuation minimum et d'encombrement.

Voici, à titre d'indication, les dimensions intérieures de 3 types de guides standard américains, pour la bande S (10 cm), pour la bande *X* (3 cm) et pour la bande *K* (1,25 cm).

Wave guide army navy Type.	Dimensions (inches).	Dimensions (cm).	Atténuation (db : m). Guide en cuivre.	Bande.
RG48U..	3 × 1,5	7,62 × 3,81	0,020	*S*
RG52U..	1 × 0,5	2,54 × 1,27	0,117	*X*
RG53U..	0,5 × 0,25	1,27 × 0,635	0,346	*K*

Il est possible de fabriquer des guides d'onde à partir de feuilles de laiton rainurées et soudées; toutefois cette fabrication n'a rien de comparable comme précision avec les guides obtenus par étirage ou par « électroforming ». Le joint entre deux sections de guide peut se faire au moyen de flasques bien dressées et boulonnées ensemble; toutefois le contact électrique doit être parfait et aucune déformation des flasques ne peut être tolérée dans les circuits de mesure de précision.

A 3 cm et 1 cm on emploie alors fréquemment le système des flasques à « piège d'ondes » qui n'exige,

pas un contact électrique de haute qualité. Ce système est représenté en figure 8 : les propriétés bien connues

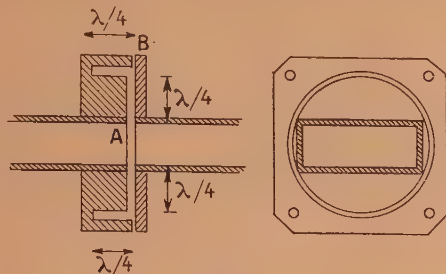


Fig. 8.

des lignes 1/4 d'onde permettent de comprendre l'effet du piège : la résistance en A est faible même si le contact en B est imparfait.

1322. Changements de direction. — Un changement de direction dans le guide H_{01} peut s'obtenir par un tournant dans le plan H ou dans le plan E

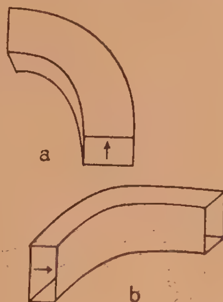


Fig. 9.

(*fig.* 9 *a* et *b*). Pour éviter que les tournants n'introduisent des réflexions parasites on doit prendre les rayons de courbure grands devant λ_g. L'encombrement des tournants étant dans certains cas

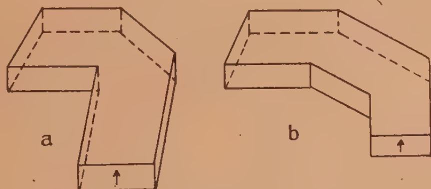


Fig. 10.

prohibitif on peut employer des coins simples ou doubles (*fig.* 10 *a* et *b*). Signalons enfin les sections tordues et les sections effilées (*fig.* 11 *a* et *b*).

1323. Terminaisons des guides. — 13231. *Pistons de court-circuit.* — La réalisation d'un court-circuit mobile parfait dans un guide est assez délicate; l'emploi de doigts de contact en bronze phosphoreux ne résout pas le problème d'une façon entièrement satisfaisante; au contraire l'emploi des pistons à « pièges d'ondes » parfois appelés « pistons

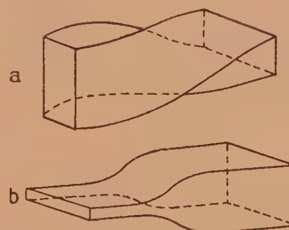


Fig. 11.

sans contact », relativement faciles à réaliser, permet d'obtenir un excellent contact mobile; les figures

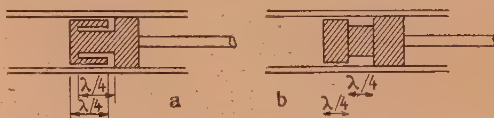


Fig. 12.

12 *a* et *b* représentent deux types de piston de ce genre; le type *a*, plus difficile à réaliser, est meilleur.

13232. *Terminaisons sans réflexion.* — Une terminaison sans réflexion se réalise très simplement en introduisant en bout de guide un coin ou un double coin en *bois* faisant 2 à 3 λ_g de long; grâce à cette seule condition on peut obtenir des taux d'ondes stationnaires aussi faibles que 1,05/1 (*fig.* 13 *a* et *b*).



Fig. 13.

Le bois peut être remplacé par des compositions de bakélite et de graphite convenant mieux pour les fortes puissances. On emploie également le fer divisé.

133. **Atténuateurs.**—1331. Atténuateur étalon. — L'emploi de ces atténuateurs se recommande par exemple lorsqu'on veut mesurer directement un taux d'ondes stationnaires, sans faire intervenir la loi du cristal : on ramène la déviation de l'appareil de mesure à une valeur standard, voisine de zéro, à l'aide de l'atténuateur étalon.

Ces atténuateurs sont constitués par un guide de longueur variable au-dessous du « cut off »; l'amplitude de l'onde transmise par le guide est alors multipliée par $e^{-\alpha z}$, facteur fonction de la longueur z du guide et d'un coefficient d'atténuation α

$$\alpha \simeq \frac{2\pi}{\lambda_c}.$$

Ces atténuateurs sont entièrement calculables; la figure 14 donne un exemple de réalisation.

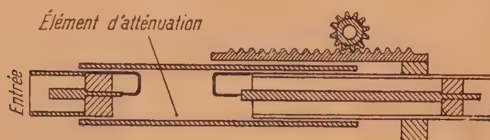


Fig. 14.

1332. Atténuateurs de découplage. — Les atténuateurs de découplage peuvent être fixes ou variables; on réalise très simplement un atténuateur fixe à l'aide d'un double coin en bois intercalé dans le guide (*fig.* 15). Les atténuateurs variables dont



Fig. 15.

plusieurs modèles existent dans le commerce peuvent être réalisés par une lame de carton rigide recouverte d'une couche de graphite polie (aquadag); on enfonce plus ou moins la lame dans le guide par une fente pratiquée au centre d'un des grands côtés (*fig.* 16).

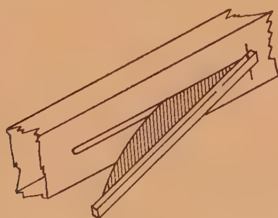


Fig. 16.

134. **Variateurs de phase.** — Il est souvent utile d'avoir un moyen de contrôler la phase à la sortie d'une ligne.

Avec les coaxiaux une section télescopique suffit; pour les guides, une réalisation mécanique identique est impraticable; il est beaucoup plus commode d'introduire une lame de diélectrique à faibles pertes parallèlement au champ électrique à l'intérieur du guide; la réalisation mécanique est alors identique à celle d'un atténuateur (*fig.* 16). On peut encore, pour les longueurs d'onde très courtes (bande K) utiliser une « boîte à serrage » (squeeze box). C'est une portion de guide assez longue sur laquelle on a ménagé deux fentes au milieu de chacun des grands côtés; si l'on exerce une pression au centre du guide comme indiqué (*fig.* 17) (avec une vis par exemple) on diminue la grande dimension du guide et par suite on fait varier la vitesse de phase de l'onde H_{01}; la longueur électrique du guide peut ainsi être changée à volonté.

135. **Couplage directionnel.** — Le couplage directionnel est un montage qui permet de collecter, dans une dérivation, une fraction de la puissance



Fig. 17.

se propageant dans *un sens déterminé* dans le guide principal. De nombreux types de couplage directionnel ont été décrits; on trouvera d'importants détails de fabrication à ce sujet dans le chapitre de Kyhl R. L. du livre « Microwave measurements » [L. T. 7].

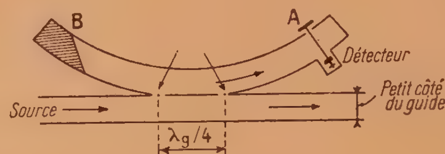


Fig. 18.

Pour indiquer sommairement le principe, la figure 18 représente un type de couplage très employé en Grande-Bretagne. Il est facile de voir qu'une onde se propageant dans le sens de la flèche, donne naissance à une onde dans le bras A et pas dans le bras B; une onde réfléchie sur un obstacle et circulant en sens inverse de la flèche donnerait une onde en B et pas en A. Cette onde est absorbée par la terminaison en coin et le détecteur placé en A mesure la puissance envoyée par le générateur.

136. « **T magique** ». — Le « *T* magique » est constitué par un guide AB muni de deux dérivations, l'une dans le plan *E*, l'autre dans le plan *H* (*fig.* 19).

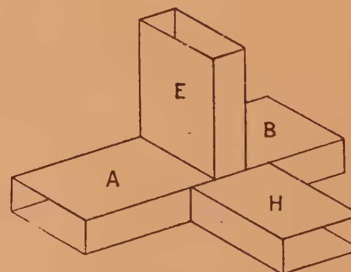


Fig. 19.

Supposons les deux bras A et B adaptés (terminaison sans réflexion); une onde H_{01} se propageant dans le *bras E* se divise en deux et excite une onde H_{01} en A et B, mais *rien dans le bras* H; inversement, une onde arrivant *par* H se partage entre A et B mais n'*arrive pas en* E. Du fait de cette intéressante propriété, le « T magique » a des applications comme mélangeur équilibré et comme partie fondamentale

des ponts d'impédance. On trouvera des détails sur les « T magiques » et leurs applications dans le chapitre de Young L. B. du livre « Microwaves measurements » [L. T. 7].

14. ONDEMÈTRES.

141. **Montage des ondemètres.** — Du point de vue du *Montage*, on distingue :

1411. Ondemètres de transmission. — Tant que l'ondemètre n'est pas réglé à la résonance, aucune puissance n'est transmise à la charge.

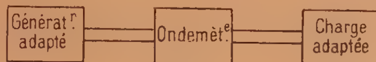


Fig. 20.

1412. Ondemètres a réaction. — Voici trois schémas de principe :

Ondemètre en bout de ligne (*fig.* 21). — Montage employé par Beringer [T. 4].



Fig. 21.

Ondemètre sur un « T » plan E (*fig.* 22).

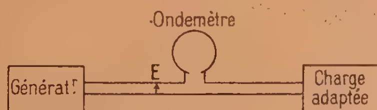


Fig. 22.

Ondemètre sur coaxial (*fig.* 23). — Le réglage de l'ondemètre à la résonance se traduit ici par une

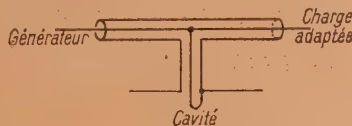


Fig. 23.

baisse de la puissance reçue; des ondemètres de ce genre ont été employés dans presque tous les montages d'étude des structures moléculaires.

142. **Types de cavités.** — Les principaux sont les suivants :

1421. Cavité coaxiale. — Ce type d'ondemètre (*fig.* 24) est auto-étalonnable et donne la longueur d'onde air en pointant plusieurs résonances. On peut l'utiliser à 10 et même à 3 cm de longueur d'onde moyennant une construction soignée.

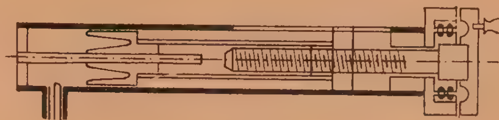


Fig. 24.

1422. Cavité cylindrique H_{011}. — Ces ondemètres à haut facteur de surtension sont réalisés en métal à faible coefficient de dilatation, soigneusement argentés ou dorés et polis. On arrive à des Q_c de l'ordre de 10 000. Ces ondemètres doivent être étalonnés par rapport à un standard; ils fonctionnent dans la bande des 10 et des 3 cm (*fig.* 25).

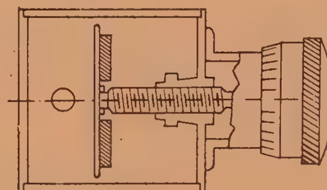


Fig. 25.

1423. Cavité hybride H_{011}. — Cette cavité tient de l'ondemètre précédent et de l'ondemètre coaxial, le réglage de la résonance se fait en enfonçant dans la cavité un mince plongeur métallique; ces appareils doivent être étalonnés. On trouvera [T. 19] un article détaillé sur ce type de cavité avec des cotes et des détails de construction.

1424. Cavité H_{11n} pour 1 cm. — Cet ondemètre auto-étalonnable utilise le mode H_{11n} pour un cylindre fermé par un piston à piège d'ondes (*fig.* 26)

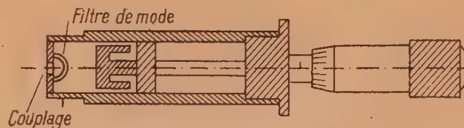


Fig. 26.

Il peut être utilisé en ondemètre à réaction en bout de ligne; on cherche alors 2 ou 3 résonances ce qui donne λ_g; connaissant les dimensions du cylindre, on peut remonter à λ.

15. MESUREURS D'ONDES STATIONNAIRES.

Pour étudier les ondes stationnaires produites dans une ligne micro-ondes (coaxial ou guide) on intercale dans le montage un mesureur d'ondes stationnaires : portion de coaxial ou de guide munie

d'une fente longitudinale par laquelle passe une sonde captant un signal proportionnel à la valeur du champ électrique au point d'insertion. La position de la fente doit être choisie de façon à ne pas perturber la propagation dans le coaxial ou le guide. La figure 27

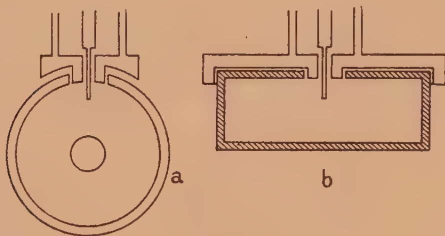


Fig. 27.

a et *b* représente la fente avec la sonde et la ligne de prélèvement d'énergie pour un coaxial et un guide H_{01} La fente doit être rigoureusement parallèle à l'axe du guide, ainsi que la course de la sonde; enfin l'enfoncement de celle-ci doit être constant sur toute la longueur du parcours qui est de l'ordre de $5\lambda_g$. Ces conditions exigent une construction mécanique massive et très soignée.

La présence d'une sonde n'est pas sans perturber quelque peu le champ dans la ligne; on règle la pénétration de la sonde à la valeur minimum compatible avec la sensibilité des appareils détecteurs; en général on peut alors négliger son effet; cependant, pour les mesures de précision, il doit être mesuré afin de le compenser.

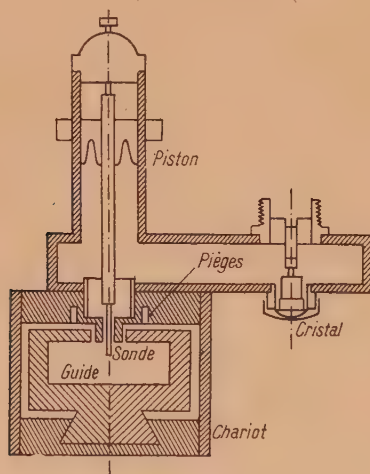


Fig. 28.

La figure 28 représente un mesureur d'ondes stationnaires pour 3 cm : l'élément résonnant lié à la sonde est une portion de guide fermée à ses extrémités.

16. ANTENNES.

Pour les études de structure moléculaire, on fait rarement propager les ondes à l'air libre; toutefois certains auteurs ont employé pour des mesures rapides des méthodes de propagation libre à $\lambda = 1$ cm. L'antenne qu'ils utilisent est le cornet électromagnétique très commode pour terminer un guide. La figure 29 représente un cornet excité par un guide H_{01}.

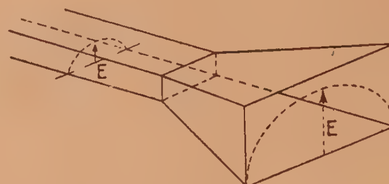


Fig. 29.

On choisit les dimensions du cornet pour que le guide soit à peu près terminé sur son impédance caractéristique [T. 28].

17. ÉLÉMENTS DE MONTAGES.

A l'aide des instruments décrits, on peut réaliser tous les montages indiqués dans la partie 2 : Méthodes d'étude.

Voici, à titre d'exemple, quelques éléments de montages très employés.

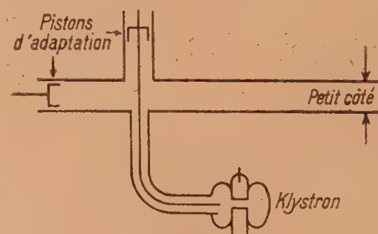


Fig. 30.

171. **Exciter une onde H_{01} dans un guide** (*fig.* 30).

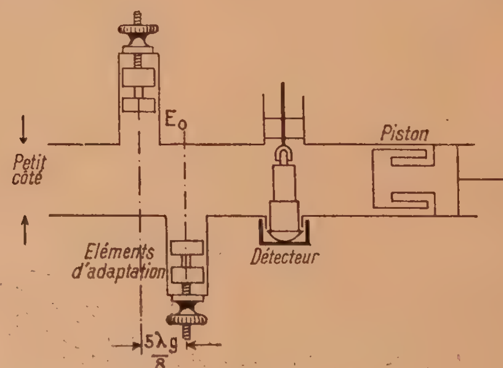


Fig. 31.

172. **Détecter une onde H_{01}** (*fig.* 31). — L'adaptation du cristal est obtenue au moyen du piston

terminant le guide et des deux éléments E_0 espacés de $\frac{5\lambda_g}{8}$.

L'inconvénient de ce système tient à ce qu'il est sensible à la longueur d'onde. Le système de l'adaptateur en « bouton de porte » est au contraire à large bande; un montage de détecteur utilisant ce dispositif est représenté (*fig.* 32) (remarquer le piston incurvé);

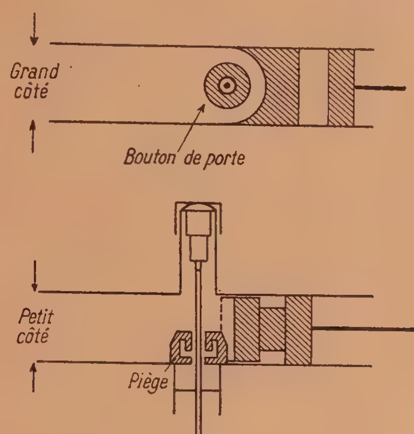


Fig. 32.

les dimensions du « bouton » et du piston ont été déterminées par l'expérience; elles sont choisies pour une adaptation optimum au centre de la bande à passer.

173. **Montage de changement de fréquence.** — 1731. Simple changement de fréquence. — Ce montage est figuré ci-contre (*fig.* 33).

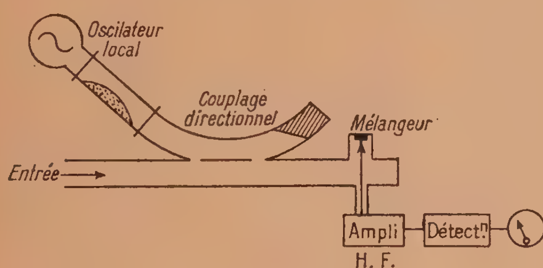


Fig. 33.

1732. Changement de fréquence équilibré. — Ce montage est préférable au précédent. Il utilise un T magique : deux détecteurs identiques sont placés dans les bras A et B (*voir fig.* 19) et correctement adaptés au guide; le signal entre par le bras E et l'oscillation locale par le bras H. On démontre que si l'on couple les deux mélangeurs pour que les signaux M. F. s'ajoutent, le *bruit de fond* s'élimine, ses deux composantes étant en opposition de phase.

2. LES MÉTHODES D'ÉTUDE DES STRUCTURES MOLÉCULAIRES PAR LE SPECTRE ULTRAHERTZIEN.

Introduction. — Un milieu *quelconque* est entièrement caractérisé du point de vue de la propagation des ondes électromagnétiques par les deux quantités complexes :

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'',$$
$$\bar{\mu} = \mu' - j\mu'',$$

qui s'introduisent dans les équations de Maxwell :

$$\varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \operatorname{rot} H,$$
$$\mu \frac{\partial H}{\partial t} = -\operatorname{rot} E.$$

Les cas des *milieux non magnétiques* font l'objet de la plupart des travaux analysés; si l'on désigne donc par ε_0 et μ_0 deux constantes réelles, on a :

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon'(1 - j\,\mathrm{tg}\,\delta) = \varepsilon_0 k(1 - j\,\mathrm{tg}\,\delta),$$
$$\bar{\mu} = \mu' - j\mu'' = \mu_0.$$

ε_0 et μ_0 sont des constantes dépendant des unités employées et représentent la constante diélectrique et la perméabilité magnétique du vide. Dans le système M. K. S. Giorgi très employé par les auteurs anglo-saxons pour tous les calculs concernant l'ultrahertzien [T. 58].

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi}\cdot 10^{-9}\ \mathrm{F/m}, \qquad \mu_0 = 4\pi . 10^{-7}\ \mathrm{H/m}.$$

Les quantités k et $\mathrm{tg}\,\delta$ définies par ces équations s'appellent :

k la *constante diélectrique*;

$\mathrm{tg}\,\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$ *l'angle de perte du diélectrique.*

Au lieu de considérer $\bar{\varepsilon}$ on peut caractériser un milieu non magnétique par son *indice de réfraction complexe* $\bar{n}$:

$$\bar{n} = n(1 - j\chi),$$

n est *l'indice de réfraction*;
χ *le coefficient d'absorption.*
$\bar{n}$ est égal à la racine carrée de la quantité complexe $\frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_0}$ ce qui donne pour la correspondance avec k et $\mathrm{tg}\,\delta$ [T. 37]

$$k = n^2(1 - \chi^2), \qquad \mathrm{tg}\,\delta = \frac{2\chi}{1 - \chi^2}.$$

Que l'on considère k et $\mathrm{tg}\,\delta$ ou n et χ, l'étude des structures moléculaires par le spectre ultrahertzien est basée sur la *mesure* de ces quantités et l'étude de leurs *variations*, en fonction de la fréquence par exemple.

De nombreux dispositifs expérimentaux ont été indiqués ces dernières années tant en Grande-Bretagne

qu'aux U. S. A. : les uns permettent la *mesure* de k et $\operatorname{tg}\delta$ ou de n et χ à une longueur d'onde déterminée; les autres visent à repérer les *variations* de χ ou $\operatorname{tg}\delta$ en fonction de la fréquence avec un *pointage très exact des fréquences* correspondant aux raies d'absorption (maxima de χ) et une mesure de *l'intensité relative* des différentes raies.

Si l'on se place du point de vue de la technique employée, et c'est celui adopté ici, on peut distinguer :

21. **Les méthodes de propagation libre.**

    211. Méthodes par transmission.
    212. Méthodes par réflexion.

22. **Les méthodes de propagation guidée.**

    221. Sur ligne coaxiale.
    222. Sur guide d'onde.
        2221. Transmission.
        2222. Réflexion.

23. **Les méthodes de résonance.**

    231. De résonateurs coaxiaux.
    232. De cavités résonnantes.
        2321. Mode unique.
        2322. Modes multiples.

21. LES MÉTHODES DE PROPAGATION LIBRE

Ces méthodes sont applicables aux $\lambda < 3$ cm pour des raisons d'encombrement des antennes et de taille des échantillons.

211. **Méthode par transmission.** — L'amplitude et la phase d'une onde électromagnétique se propageant suivant la direction oz dans un milieu diélectrique M (k, $\operatorname{tg}\delta$), sont données par [T. 37].

$$E = E_0\, e^{-\gamma z}.$$

La quantité complexe $\gamma = \alpha + j\beta$ est la *Constante de propagation*; α est la *constante d'atténuation* que l'on exprime souvent en Nepers/mètre (1 Neper : 8,685 db); β est la *Constante de phase* (en radians/m) :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_M} = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon}}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{k(1 - j\operatorname{tg}\delta)}. \qquad (1)$$

Autrement dit, si l'on avance d'une longueur égale à λ_M dans le milieu, l'amplitude est multipliée par $e^{-\alpha\lambda_M}$ et la phase change de 2π.

Il *est possible de mesurer* α en déterminant :

Soit les valeurs E_0 et E du champ électrique avant et après la traversée du milieu (lame d'épaisseur l); on a alors

$$\alpha = \frac{1}{l}\log_e\frac{E_0}{E}.$$

Soit P_0 et P les valeurs de la puissance incidente et de la puissance transmise on a alors

$$2\alpha = \frac{1}{l}\log_e\frac{P_0}{P}.$$

Si l'on remarque que

$$\gamma = j\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon}.$$

on obtient

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{2\alpha\beta}{\beta^2 - \alpha^2}. \qquad (2)$$

Il suffit de regarder les équations [1] et [2] pour voir que les mesures de k et de $\operatorname{tg}\delta$ sont *inséparables*. Pour une substance quelconque, deux expériences sont donc nécessaires. Toutefois, pour les substances à très faibles pertes, β se réduit à $\beta = \frac{2\pi\sqrt{k}}{\lambda}$ et *une mesure de phase* par transmission directe peut donner k. Par contre, si l'on veut déterminer l'absorption, *une mesure d'amplitude* donnera $\operatorname{tg}\delta$ à *condition de connaître d'avance* k.

2111. Mesure de la phase. — Plusieurs dispositifs expérimentaux ont été décrits; on peut les ramener au schéma de la figure 34.

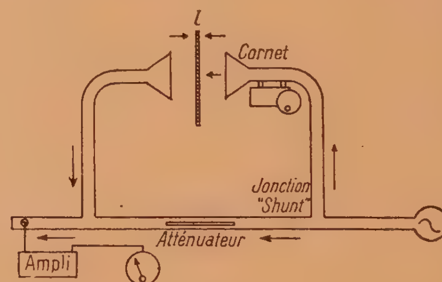


Fig. 34.

C'est une méthode de double trajet : l'un est entièrement guidé, l'autre est libre entre les deux cornets. Le micromètre permet de faire varier la longueur du chemin libre par déplacement d'un des cornets.

En l'absence de la substance étudiée on règle l'appareil pour que, les deux ondes s'opposant, l'appareil de mesure soit à un minimum. On intercale alors la substance (*qui doit avoir obligatoirement la forme d'une feuille mince d'épaisseur* l) entre les deux cornets. Pour rétablir le minimum il faut, sous une incidence normale, déplacer le cornet mobile d'une quantité D que l'on mesure; un calcul « optique » donne alors :

$$k = \left(1 + \frac{D}{l}\right)^2.$$

La méthode ainsi schématisée suppose : que les pertes de la substance sont négligeables; que les ondes sortant du cornet sont suffisamment planes; que l'échantillon est assez grand pour que les phénomènes de diffraction soient négligeables; qu'il n'y a pas de dérive de fréquence de l'émetteur; qu'il n'y a pas interaction entre l'onde incidente et l'onde réfléchie sur la face avant de l'échantillon (on peut d'ailleurs éliminer cet effet en travaillant sous une incidence oblique). Dans les articles originaux, [L. T. 7] [T. 57] ces différents points sont longuement ana-

lysés, et la façon de compenser les erreurs est indiquée. Cette méthode est excellente pour faire du travail en série sur des substances que l'on ne peut se procurer qu'en feuilles; moyennant certaines précautions, elle peut donner une très bonne mesure de k.

2112. Mesure de l'amplitude. — Le dispositif schématisé ci-dessous permet d'avoir directement le coefficient d'absorption α de la substance; on peut ensuite remonter à $\text{tg}\,\delta$ par [2] *si l'on connaît* k (*fig.* 35).

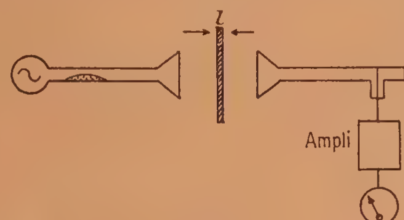


Fig. 35.

La méthode ainsi schématisee ne permet pas de tenir compte de la réflexion sur la face avant de l'échantillon. Elle n'est donc applicable que pour une substance à très fortes pertes ou pour une substance dont on peut prendre $l = n\frac{\lambda_M}{2}$. Dans tous les cas, la mesure est très grossière et ne vaut que par sa rapidité d'emploi (comparaison des pertes de différentes substances) [L. T. 7].

212. **Méthodes par réflexion.** — Plusieurs méthodes ont été décrites. Une de celles-ci [T. 62] est schématisée (*fig.* 36).

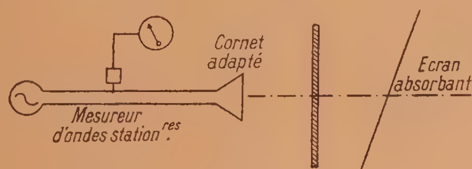


Fig. 36.

En l'absence de l'échantillon, il n'y a pas d'ondes stationnaires dans le guide. Lorsqu'on place la substance, la mesure du taux d'ondes stationnaires permet d'obtenir le coefficient de réflexion sur la substance d'où k.

22. LES MÉTHODES DE PROPAGATION GUIDÉE.

221. **Sur ligne coaxiale.** — Ces méthodes permettent de mesurer k et $\text{tg}\,\delta$ aux environs de $\lambda = 10$ cm avec un appareillage moins encombrant que le guide d'onde. De plus, les ondes étant purement transversales dans les coaxiaux, on peut appliquer directement à ce cas les équations de propagation obtenues pour la propagation libre.

2211. Méthode de réflexion. — La méthode

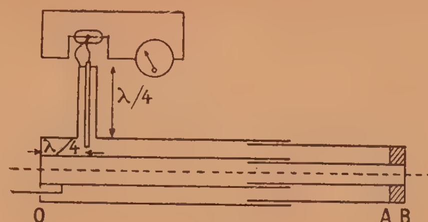
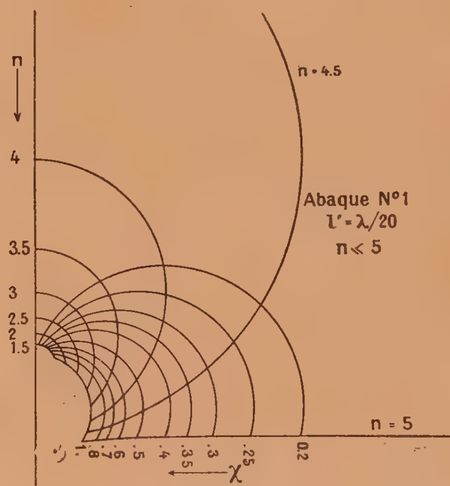


Fig. 37.

par réflexion est très intéressante dans ce domaine; elle permet la mesure de k et de $\text{tg}\,\delta$. Cette méthode



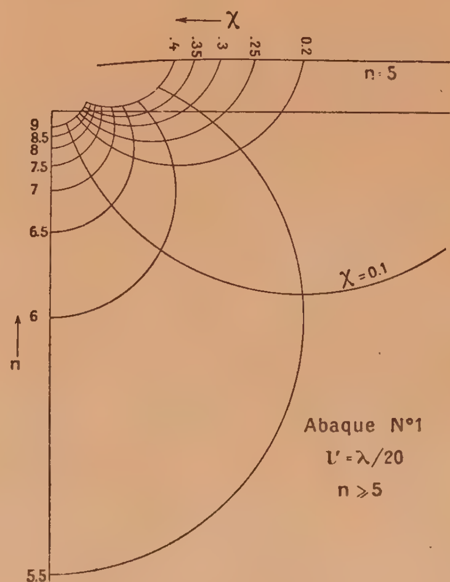


Fig. 38.

a été indiquée en France par Benoît [T. 3] (*fig.* 37). La ligne de mesure est une ligne télescopique excitée

en O. Elle est terminée par une portion A B remplie du diélectrique étudié, solide ou liquide, et court-circuitée en B par une plaque métallique. On mesure le courant dans la ligne à l'aide d'une méthode indiquée par Abadie [T. 1].

Par une méthode de résonance, on mesure l'impédance $Z = A + jB$ sur laquelle est fermée la ligne OA (cette impédance n'est autre que l'impédance d'entrée de la portion de la ligne AB). Pour cela, on établit d'abord le court-circuit en A et l'on cherche une résonance de la ligne en faisant varier sa longueur. Soit L cette longueur et I l'intensité du courant. On met en place la portion de ligne AB et l'on modifie la longueur de la ligne pour retrouver la même résonance; on lit alors L' et I'; avec ces 4 quantités on peut obtenir *graphiquement* $A + jB$. Connaissant alors A et B on peut remonter à n et χ caractéristiques du diélectrique remplissant la ligne. Malheureusement le calcul ne peut se faire que par approximations successives ou par une méthode graphique. Dans l'article original on trouvera de nombreux détails de construction d'un abaque donnant n et χ à partir de $A + jB$ (*fig.* 38).

Benoît a pu déterminer par cette méthode des indices compris entre 2 et 9 (k compris entre 4 et 81) et des coefficients d'absorption de 0,02 à 0,4. L'erreur maximum sur n est 1 pour 100, sur χ de 5 pour 100.

2212. Méthode de transmission. — Cette méthode est absolument identique à celles de transmission libre; les mêmes équations s'appliquent puisque dans le coaxial les ondes sont purement transversales.

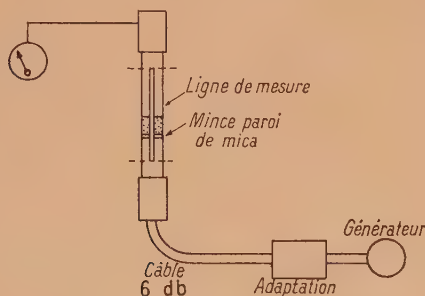


Fig. 39.

On y rencontre exactement les mêmes inconvénients sauf ceux dus à la diffraction, mais, d'autre part, l'échantillon est plus difficile à préparer s'il s'agit de substances pulvérulentes ou de solides ne se laissant pas facilement travailler au tour. La méthode a toutefois été employée avec succès pour déterminer l'absorption de l'eau de mer à $\lambda = 10$ cm [T. 71] (*fig.* 39).

222. **Méthodes de propagation sur guide d'onde.** — Les méthodes de guide présentent les mêmes avantages que les méthodes coaxiales en ce qui concerne la diffraction; toutefois, aux très courtes longueurs d'onde ($\lambda < 3$ cm) l'emploi du guide est plus avantageux que celui du coaxial pour des raisons mécaniques. Les méthodes de guide ont été très employées par de nombreux auteurs, tant pour la mesure de k que pour celle de tgδ. Toutefois, les calculs indiqués en Section 211 ne s'appliquent plus ici; en effet, la Constante de propagation dans un guide est différente de celle obtenue pour le milieu indéfini ou le coaxial. Pour le mode H_{01} (le plus employé avec les guides rectangulaires utilisés) on a :

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{p - \varepsilon} \qquad \text{avec} \quad p = \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2,$$

formule qui ne diffère de celle donnée pour le milieu indéfini que par le facteur p; Pour le milieu indéfini, en effet,

$$\lambda_c = \infty, \qquad p = 0.$$

Si l'on écrit

$$\alpha + j\beta = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{p - k + j\,\text{tg}\,\delta},$$

on en tire

$$\text{tg}\,\delta = \frac{2\alpha\beta}{\beta^2 - \alpha^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2}. \tag{3}$$

Si les pertes sont faibles $\text{tg}^2\delta \approx 0$ on a alors une autre expression importante

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{p - k}. \tag{4}$$

2221. Méthodes par transmission. — 22211. *Mesure de la Phase.* — On peut utiliser ici une méthode de double trajet très semblable à 2111 et schématisée ci-dessous (*fig.* 40) [T. 62].

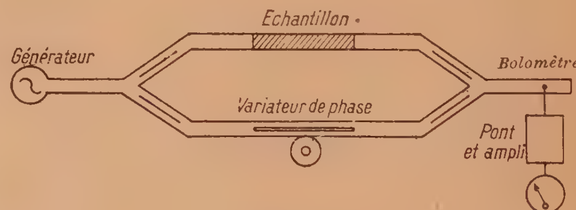


Fig. 40.

La mesure consiste à régler le récepteur au minimum, sans l'échantillon, puis avec l'échantillon en agissant sur le variateur de phase étalonné. Soit D la variation équivalente de la longueur de la ligne correspondant à ces deux réglages. Un calcul très simple basé sur (4) donne :

$$k = 1 + \left(\frac{D}{l}\right)\left(2 + \frac{D}{l}\right)(1 - p)$$

avec une erreur de l'ordre de $\text{tg}^2\delta$.

La méthode n'est applicable sous cette forme que pour les corps à très faibles pertes, elle suppose un parfait réglage des jonctions en Y. On néglige encore les réflexions aux surfaces de séparation substance-air (cette erreur peut d'ailleurs être consi-

dérablement réduite en répétant deux fois l'expérience avec des épaisseurs l et $l + \frac{\lambda_M}{4}\bigg)$.

22212. *Mesure de l'amplitude.* — 222121. Si l'on mesure la puissance incidente et transmise par un échantillon de longueur l comme indiqué en figure 41,

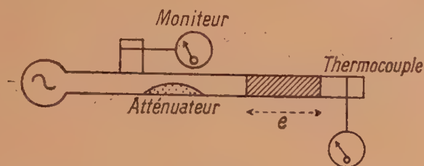


Fig. 41.

et si l'on appelle t le facteur

$$t^2 = \frac{\text{Lecture récepteur avec substance}}{\text{Lecture récepteur sans substance}} \times \frac{\text{Lecture émetteur sans substance}}{\text{Lecture émetteur avec substance}},$$

on a :

$$\alpha = \frac{1}{l} \log_e t$$

en combinant [3] et [4] on obtient

$$\text{tg}\,\delta = -\frac{\lambda\sqrt{k-p}}{\pi k l} \log_e t$$

avec une erreur de l'ordre de $\text{tg}^2 \delta$. Il faut évidemment avoir k par une mesure préalable.

On peut combiner une méthode de mesure de phase et une méthode de mesure d'amplitude pour avoir à la fois k et $\text{tg}\,\delta$. On procède alors par approximations successives en cherchant d'abord une valeur de k approchée en supposant $\text{tg}\,\delta = 0$, on obtient alors une valeur pour $\text{tg}\,\delta$ qu'on reporte pour avoir une meilleure valeur de k et ainsi de suite. La méthode décrite en figure 41 néglige toutes les réflexions parasites (sur l'émetteur, l'atténuateur, la terminaison) et particulièrement celles qui se produisent aux surfaces de séparation diélectrique-air. Ici encore



Fig. 42.

on peut éviter cette erreur en se limitant à l'étude des matières à fortes pertes, en utilisant un échantillon tel que $l = n\frac{\lambda_M}{2}$ ou bien, si la substance (à faibles pertes) peut être étudiée sous une grande longueur, on utilise des bouts pointus pour minimiser les réflexions (*fig.* 42).

Il faut évidemment que la substance se prête à une pareille taille, ce qui restreint la généralité de la méthode. On opère avec 2 échantillons successifs dont la différence de longueur est l.

222122. Coolie, Ritson et Hasted [T. 13] ont employé, pour étudier les propriétés diélectriques de l'eau, une méthode de transmission qui permet d'obtenir n et χ; leurs mesures ont été faites à 10 cm et 1,25 cm de longueur d'onde.

Le montage pour 10 cm est schématisé en figure 43. Le guide de mesure, rectangulaire, est excité en H_{01}, par une sonde découplée de l'émetteur par 3 m de « Pyrotenax » servant de ligne coaxiale.

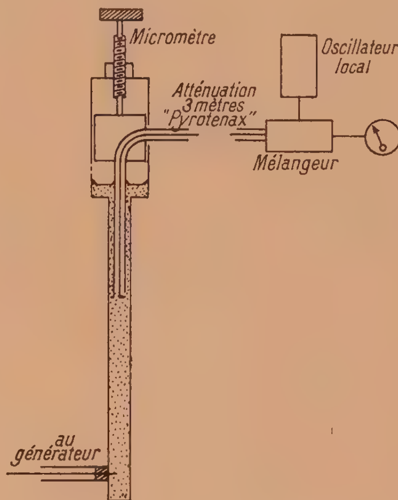


Fig. 43.

Un piston mobile porte une minuscule antenne permettant de ramasser l'onde après sa traversée du guide de mesure. En déplaçant le piston on peut ainsi avoir le coefficient exponentiel d'atténuation du guide rempli d'eau χ_1, *par comparaison avec un atténuateur étalon.* Les auteurs utilisent pour leurs calculs une constante de propagation dans le guide H_{10}

$$p_1 = n_1 - j\chi_1$$

qui n'est autre, en somme, qu'un *indice de réfraction complexe de la substance enfermée dans le guide.* Le processus expérimental est alors le suivant; on fait une mesure de χ_1, comme indiqué plus haut avec un guide dont la grande dimension est a_1. Si l'on écrit alors que le carré de l'indice de réfraction complexe p_1 est égal à la *Constante diélectrique complexe de la substance enfermée dans le guide* H_{10} on obtient une première relation

$$p_1^2 = \varepsilon - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2$$

ou

$$(n_1 - j\chi_1)^2 = \varepsilon' - j\varepsilon'' - \frac{k_1^2 c^2}{\omega^2}, \quad \text{avec} \quad k_1 = \frac{\pi}{a_1};$$

en répétant la même expérience avec un guide dont

la grande dimension est a_2 on obtient une seconde relation :

$$(n_2 - j\chi_2)^2 = \varepsilon' - j\varepsilon'' - \frac{k_2^2 c^2}{\omega^2}.$$

Il est possible de tirer ε' et ε'' de ces deux équations en fonction des quantités calculées χ_1 et χ_2 et mesurées a_1 et a_2; on peut alors remonter à n et χ *pour la propagation libre*.

La difficulté expérimentale résulte de la nécessité de réaliser un guide de mesure de petite section, indispensable pour propager un mode pur avec les corps à forte constante diélectrique; toutefois, à 10 cm, le problème mécanique est très réalisable.

A 1,25 cm les auteurs ont employé également une méthode de transmission avec détecteur avant et après la cuve d'épaisseur variable (*fig.* 44).

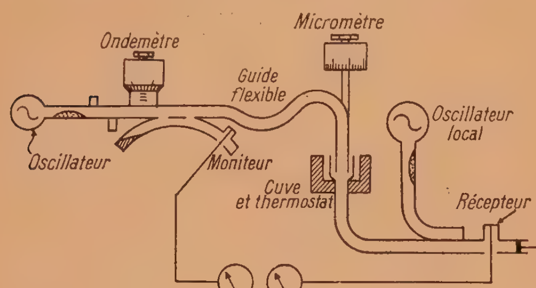


Fig. 44.

Pour minimiser les réflexions, les parois de la cuve étaient faites de marbre sous une longueur de $\frac{\lambda}{4}$. Le marbre a, en effet, une constante diélectrique de l'ordre de 8 et agissait comme un transformateur 1/4 d'onde d'adaptation.

222123. Walter et Hersberger [T. 67] ont employé pour la mesure du coefficient d'absorption $\hat{\chi}$ dans les gaz à 1,24 et 3,18 cm de longueur d'onde une méthode très analogue à celle décrite en figure 41. Certains détails expérimentaux méritent toutefois d'être signalés (*fig.* 45).

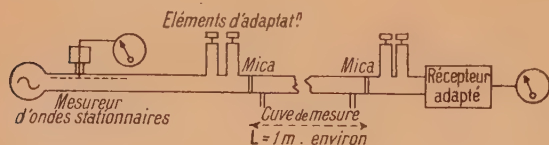


Fig. 45.

Pour éliminer méthodiquement les réflexions sur les fenêtres de mica, on commence par remplir la cuve d'ammoniac, très absorbant dans cette région, ce qui isole le récepteur de l'émetteur; on règle alors les éléments d'adaptation jusqu'à ce que le mesureur d'ondes stationnaires indique une parfaite adaptation. On enlève alors l'ammoniac et l'on procède de même pour la seconde lame de mica. L'appareil est alors prêt pour les mesures.

Toutefois la mesure des faibles coefficients d'absorption reste délicate à cause des ondes stationnaires se produisant à l'intérieur de la cuve. Walter et Hersberger y ont remédié en introduisant dans la cuve de mesure, une fois effectué le réglage préliminaire décrit plus haut, un coin d'une substance solide à fortes pertes introduisant ainsi, au voisinage de la fenêtre d'entrée, une atténuation de 10 db.

Les auteurs ont pu déterminer ainsi des coefficients d'atténuation aussi faibles que $0,2 . 10^{-4}$ neper/cm avec une précision assez faible il est vrai; les bonnes mesures se font pour des valeurs de l'ordre de 10^{-3} nepers/cm avec, dans ce cas, une erreur $< \pm 5$ %.

Cette méthode de transmission directe a été très utilisée par de nombreux expérimentateurs pour localiser la position des bandes d'absorption des gaz et mesurer l'intensité relative des différentes raies.

222124. Bleaney et Penrose pour étudier le spectre d'inversion de l'ammoniac vers 1,25 cm, ont employé une méthode de transmission directe dans un guide d'onde (lorsque la pression du gaz peut être supérieure à 10 mm de mercure). Leur article [T. 5] ne comporte aucun détail technique supplémentaire.

222125. Beringer a réalisé, en vue de l'étude de l'oxygène à 0,5 cm, un montage qui est schématisé en figure 46.

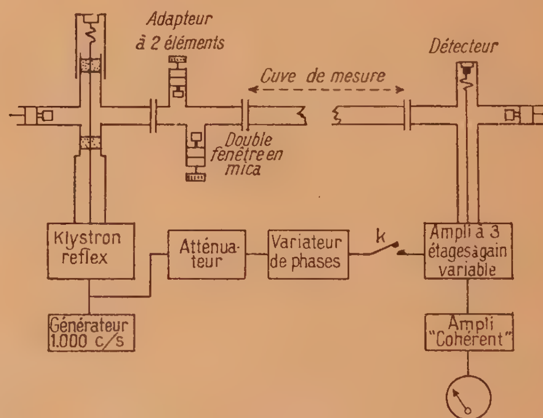


Fig. 46.

L'émetteur est un système à doublage de fréquence modulé en *amplitude* à 1000 c/s. Le récepteur est constitué par un cristal spécial suivi d'un amplificateur à trois étages à gain variable et d'un mélangeur « cohérent » destiné à diminuer la bande passante à 5 c; la sortie de cet étage attaquait un appareil de mesure à courant continu. Le « Mélangeur Cohérent » est basé sur le principe suivant (d'après Young L. B.) [L. T. 7] (*fig.* 47).

En l'absence de signal de référence, aucun courant n'arrive à l'appareil de mesure, les 2 moitiés étant symétriques. Si l'on injecte un signal de référence

sur le transformateur T_2, signal en concordance avec une des composantes de l'entrée, et en phase convenable, il se produira un renforcement du courant détecté par l'une des diodes et l'appareil de mesure déviera d'une quantité proportionnelle au signal d'entrée. Ce système présente l'intérêt de permettre une extrême réduction de la bande passante (jusqu'à 1 c/s dans certains montages).

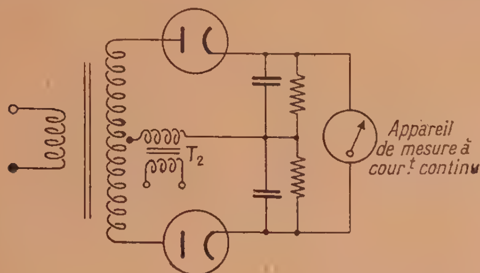


Fig. 47.

La longueur d'onde est mesurée avec précision par un ondemètre à cavité H_{11} monté derrière le détecteur; à la résonance le courant détecté passe par un minimum. La mesure de l'absorption se fait en deux opérations. La cuve vide et l'interrupteur ouvert, on mesure la déviation e de l'appareil de mesure.

On remplit la cuve du gaz étudié et l'on note la diminution Δe de la déviation; $\frac{\Delta e}{e}$ est une mesure de l'absorption du gaz.

Si l'on veut exprimer l'absorption en db/km on a

$$A_{\mathrm{db/km}} = -\frac{\lambda}{\lambda_g}\,\frac{10}{6{,}19 \cdot 10^{-3}}\,\log_{10}\left(1 - \frac{\Delta e}{e}\right).$$

Toutefois, la mesure ainsi indiquée serait peu précise à cause de la petitesse de Δe vis-à-vis de e. On procède alors de la façon suivante : on mesure e comme indiqué plus haut puis on ferme K et par le jeu de l'atténuateur et du variateur de phase on ramène la déviation au 0. On augmente alors le gain de l'amplificateur d'une quantite connue et, lorsqu'on introduit le gaz, Δe est multiplié par cette quantité.

La mesure de $\frac{\Delta e}{e}$ peut se faire alors à 0,1 pour 100 près, la précision étant limitée par le bruit de fond de l'amplificateur dont on est obligé de pousser le gain à cause du faible rendement de l'émetteur et des pertes très élevées du guide de mesure (12 db).

L'auteur signale plusieurs précautions expérimentales : la linéarité du système détecteur-amplificateur a été soigneusement éprouvée : elle est satisfaisante. Quand un gaz est introduit dans la cuve, l'atténuation due au guide lui-même change, par suite de la variation de la constante diélectrique ε du milieu. Cet effet a été jugé très faible, de l'ordre de 0,04 pour 100 et inférieur aux erreurs de mesure. Un autre effet gênant dû au changement de Constante diélectrique du milieu est la production d'ondes stationnaires dans la cuve de mesure. Les réflexions nuisibles sont alors éliminées par les adaptateurs à deux éléments placés avant les fenêtres de la cuve.

L'auteur a montré également que les vapeurs absorbées par les parois du guide ne produisaient pas d'atténuation supplémentaire et variable suivant le degré de vide. Enfin, les déformations mécaniques produites par l'établissement du vide, ne conduisaient qu'à des variations pouvant être facilement éliminées par les adaptateurs.

222126. Un autre montage intéressant est celui de Good [T. 23] qui a découvert la structure fine de la bande d'inversion de l'ammoniac presque en même temps que Bleaney et Penrose.

Le schéma (*fig.* 48) explique le fonctionnement; les ondes quittent l'oscillateur (klystron reflex) et se partagent en deux parties; l'une traverse la cuve de mesure, l'autre une série d'atténuateurs, avant d'arriver sur deux détecteurs symétriques qui débitent sur deux résistances R. Un galvanomètre est connecté entre ces deux résistances. La cuve étant vide, on règle l'appareil en agissant sur l'atténuateur variable pour annuler la déviation du galvanomètre.

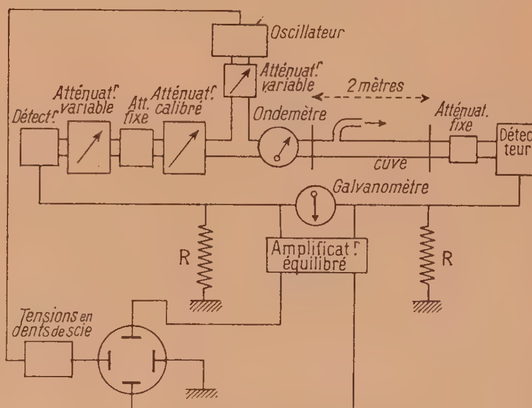


Fig. 48.

On remplit alors la cuve de gaz sous la pression désirée et, en agissant cette fois sur l'atténuateur calibré, on ramène la déviation du galvanomètre à 0. La lecture de l'absorption se fait sur l'atténuateur calibré.

Pour mesurer l'absorption en fonction de la fréquence il faut opérer point par point, en modifiant à chaque fois la fréquence de l'émetteur. Pour l'étude des structures fines, donc pour une faible gamme de fréquences, il est plus commode de tracer directement la courbe d'absorption en fonction de la fréquence sur un écran d'oscillographe. Pour cela, une tension en dents de scie est appliquée au réflecteur du klystron (ce qui le module en fréquence), et en même temps sur les plaques horizontales de l'oscillographe pour produire le balayage. Un amplificateur équilibré, amplifie la différence des tensions aux bornes des résistances. Si donc il existe une raie d'absorption dans la région balayée en fréquence, le déséquilibre

des résistances donnera naissance à une déviation du spot, déviation qui sera proportionnelle à la grandeur de l'absorption. On verra ainsi se tracer sur l'écran le spectre d'absorption dans la région étudiée.

L'ondemètre employé est un ondemètre d'absorption placé en dérivation sur le guide. Lorsqu'il est désaccordé il n'agit pas; si on l'accorde il absorbe de l'énergie et sa courbe de résonance se trace sur l'écran. Pour chercher la fréquence d'une raie d'absorption du gaz, il suffit donc d'accorder l'ondemètre jusqu'à ce que le crochet dû à sa résonance propre passe sur la raie étudiée.

Cet ondemètre était calibré à partir de la fréquence étalon du Bureau of Standard et la mesure de fréquence était exacte à ± 5 Mc; la mesure d'atténuation était exacte à ± 10 pour 100.

222127. Townes [T. 70] a employé deux montages pour l'étude du spectre de l'ammoniac.

Le premier, destiné à l'étude des gaz sous pression $\geqq$ 0,27 mm Hg, est une méthode de réflexion et sera discuté en section 22223.

Le second, pour les pressions de gaz $\leqq$ 0,27 mm Hg est une méthode de transmission schématisée en figure 49.

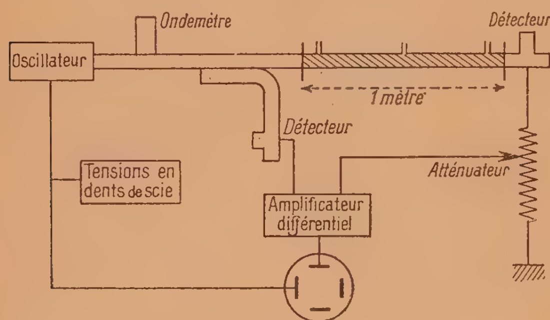


Fig. 49.

L'oscillateur est modulé en fréquence avec une amplitude de 10 Mc/s.

Un premier détecteur mesure la puissance incidente tandis qu'un second mesure la puissance transmise. La différence entre les deux signaux détectés est amplifiée et appliquée aux plaques verticales de l'oscilloscope. Une raie d'absorption du gaz se traduit alors par un crochet sur l'écran.

Comme dans le montage de Good la fréquence de la raie est mesurée par un ondemètre placé en dérivation sur la ligne : on amène sur la raie étudiée le crochet dû à la résonance de l'ondemètre.

222128. Hughes et Wilson ont décrit un spectrographe très original par le mode de modulation employé. [T. 35].

Au lieu d'amplifier le courant rectifié par le cristal, ce qui ne permet pas d'éliminer le *souffle* dû aux tubes et aux cristaux, il est intéressant en effet de moduler l'émission pour pouvoir amplifier un courant *alternatif* à la fréquence de modulation. On peut utiliser un amplificateur à *bande étroite* qui élimine considérablement l'effet du souffle. Le spectrographe de Hughes et Wilson, classique pour le reste du montage n'utilise pas une modulation habituelle sur une électrode du klystron mais une modulation *sur le gaz lui-même, par effet Stark.*

Le montage peut se schématiser ainsi : (*fig.* 50).

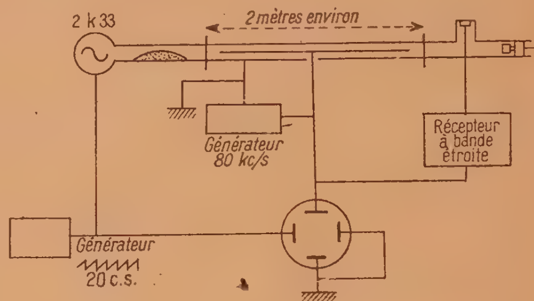


Fig. 50.

La cellule de mesure est constituée par un guide de 2 m environ à l'intérieur duquel est placée une mince feuille métallique isolée des parois. Cette feuille est portée à une tension alternative H.F. à 80 Kc/s venant d'un générateur.

Le klystron est balayé en fréquence sur le réflecteur à l'aide d'une tension en dents de scie à 20 c/s.

Lorsque la fréquence du klystron passe sur une raie d'absorption du gaz, une petite partie de l'énergie ultrahertzienne est modulée à cause de *l'absorption variable* du gaz (en effet, le champ de haute fréquence *déplace* la raie en avant et en arrière par effet Stark). Il en résulte un courant à 80 Kc/s dans le cristal, courant qui est amplifié, détecté et appliqué à l'oscilloscope. Sur l'écran de celui-ci on voit apparaître les raies d'absorption; la *forme* de la courbe est une *fonction compliquée* de la loi de l'effet Stark sur la molécule étudiée.

L'appareil est très sensible; malgré la faible longueur du trajet, l'auteur a pu déceler les raies $J = 1$; $K = 1$ du spectre d'inversion de l'ammoniac $N^{15}H_3$ présent dans l'ammoniac ordinaire dans la proportion naturelle.

Watts et Williams [T. 75] ont indiqué un système de modulation dérivant de celui de Hughes et Wilson. Ce système a pour but de réduire la distorsion des raies d'absorption. Dans le système de Hughes et Wilson, en effet, toutes les molécules étaient soumises, au même instant, au même champ; l'effet Stark étant le même pour toutes, la forme de la *courbe* correspondant à une *raie* d'absorption était donc *fonction de la loi de l'effet Stark* pour le gaz étudié.

Watts et Williams remplacent l'électrode centrale (parallèle aux grands côtés du guide) par un fil fin tendu au centre de la cuve. Dans ce cas, le champ est si divergent qu'à un moment donné, *très peu* de molécules sont soumises au *même champ*; l'effet est donc *différent* pour chaque molécule et, globalement, cela correspond à un effet Stark *très large et très aplati*; la forme des raies est beaucoup moins altérée.

La méthode a été éprouvée par les auteurs et donne une très bonne sensibilité.

222129. Gordy et Kessler ont également employé un spectrographe [T. 24]. Contrairement à la plupart des auteurs, ils rejettent le système à deux détecteurs. Un seul cristal est donc placé à la sortie de la cuve de 12 m, traversée par les micro-ondes venant du klystron (lentement modulé en fréquence sur le réflecteur). Le cristal est suivi d'un amplificateur à *filtre B. F.* qui élimine les *lentes variations* dues à l'oscillateur ou aux réflexions parasites mais laisse passer les *brusques* changements de réception causés par une *raie* d'absorption.

Dans un autre article Gordy et Kessler [T. 24] ont indiqué un intéressant perfectionnement du dispositif précédent dans le but d'améliorer le pouvoir de résolution. Le klystron est lentement modulé en fréquence, mais, cette fois, on superpose à cette tension, une tension sinusoïdale de faible amplitude à fréquence radio (100 Kc/s) qui détermine une modulation supplémentaire. Une raie d'absorption agit alors comme un discriminateur pour *moduler en intensité* la radiation sortante au rythme de la modulation à 100 K/cs. Le cristal détecteur est suivi d'un amplificateur à 100 Kc/s; après cette préamplification on intercale un second détecteur qui est suivi du *filtre B. F.* précédent.

La méthode est extrêmement sensible, autant que celle de Hughes-Wilson, et d'un emploi moins délicat.

Watts et Williams, à propos de cette méthode de modulation également employée par eux [T. 77] ont comparé les résultats obtenus par d'autres expérimentateurs avec un procédé semblable. Leur article comprend une intéressante bibliographie de la question.

222120. Watts et Williams, dans leur travail sur le moment quadrupolaire nucléaire [T. 75] ont employé une méthode très classique. Ils exposent toutefois un système de marquage ingénieux pour mesurer les différences de fréquence entre les différentes raies. Ce sytème est dû à Strandberg : on applique un signal à fréquence radio sur le réflecteur du klystron à l'aide d'un générateur à fréquence variable fonctionnant sur quelques Mc/s. Le klystron émet alors une radiation plus intense sur 2 ou 3 fréquences differant l'une de l'autre de la valeur de la fréquence de modulation ou d'un multiple. Sur l'écran de l'oscilloscope des « fantômes » apparaissent alors au voisinage des raies d'absorption, ce qui permet les mesures avec une précision sur Δf de $\pm$ 0,05 Mc/s.

Un autre système de marquage particulièrement intéressant est dû à Carter R. L. et Smith W. V. [T. 8].

Un oscillateur ultrahertzien auxiliaire fournit la fréquence de référence. Une petite partie de la puissance de cet oscillateur est réinjectée à l'aide d'un coupleur directionnel et d'un atténuateur dans l'oscillateur principal, lentement balayé en fréquence pour tracer le spectre de la substance étudiée. Lorsque la fréquence de celui-ci s'approche de la fréquence de référence, les deux oscillateurs s'accrochent un court instant, produisant un crochet (ou « pip ») sur la trace de l'oscilloscope. La phase des deux oscillateurs se retrouvant à chaque accrochage, le « pip » reste très stable sur l'écran. On peut d'ailleurs lui donner la forme désirée : augmentation ou diminution du signal, en ajustant la phase relative de l'oscillateur auxiliaire au moyen d'une boîte à serrage (« squeeze box »).

Si l'on désire, au lieu d'un « pip », une échelle marquant des différences de fréquence il suffit d'appliquer une tension M. F. sur le réflecteur du klystron auxiliaire; on obtient ainsi plusieurs « pips » successifs formant une échelle dont l'écartement est la fréquence intermédiaire. On peut arriver à avoir des « pips » très fins (largeur 50 Kc) avec un espacement de 0,2 à 10 Mc/s.

La figure 51 représente une raie d'absorption de NH_3 avec l'échelle de marquage.

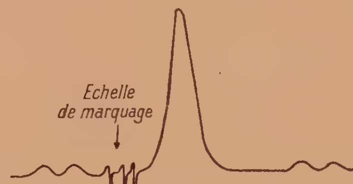


Fig. 51.

2222. Méthodes par réflexion. — 22221. Une excellente méthode de mesure a été indiquée et portée à un haut degré de perfection par Roberts et Von Hippel [T. 59, T. 60]. Ce procédé a encore été employé

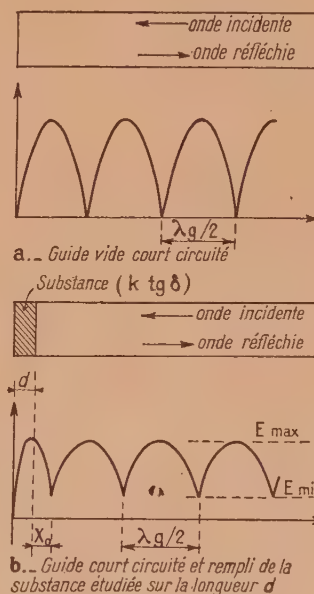


Fig. 52.

avec succès en Grande-Bretagne par Cripwell et Sutherland [T. 15] et aux U. S. A. par Dakin et Works [T. 17].

*

Les figures 52 *a* et *b* permettent de comprendre le principe de la méthode.

On produit des ondes stationnaires dans un guide court circuité. Si l'on intercale, juste avant le court-circuit, une longueur *d* de diélectrique étudié, le champ d'ondes stationnaires se déplace du fait de la variation de constante diélectrique. De plus, les minima ne sont pas nuls si la substance est absorbante.

On mesure, avec un détecteur d'ondes stationnaires, la distance x du premier minimum à l'échantillon et le taux d'ondes stationnaires $\frac{E_{min}}{E_{max}}$. Des considérations sur l'impédance de la ligne constituée par la portion de guide remplie de diélectrique donnent

$$\frac{\operatorname{th}\gamma_2 d}{\gamma_2 d} = \frac{\frac{E_{min}}{E_{max}} - j\operatorname{tg}\frac{2\pi x_0}{\lambda_g}}{j\frac{2\pi d}{\lambda_g}\left(1 - j\frac{E_{min}}{E_{max}}\operatorname{tg}\frac{2\pi x_0}{\lambda_g}\right)},$$

γ_2 est la constante de propagation.

$$\gamma_2 = \alpha_2 + j\beta_2$$

du guide rempli du diélectrique étudié.

L'équation ci-dessus est malheureusement insoluble directement. Roberts et Von Hippel ont utilisé des méthodes graphiques très perfectionnées dont on trouvera un aperçu dans Montgomery [T. 7]. Cripwell et Sutherland ont préféré travailler par une méthode d'approximations successives. Dakin et Works indiquent des approximations très commodes dans beaucoup de cas.

Après avoir réussi à tirer α_2 et β_2 on a

$$k = \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2} + \frac{\lambda^2}{4\pi^2}(\beta^2 - \alpha^2),$$

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{2\alpha\beta}{(\beta^2 - \alpha^2) + \frac{1}{2\pi^2\lambda_c^2}},$$

λ étant la longueur d'onde d'air;
λ_c étant la longueur d'onde de coupure.

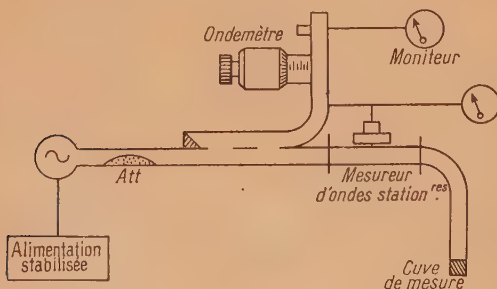


Fig. 53.

Le schéma de principe du montage employé par Cripwell et Sutherland à 3,25 et 1,25 cm de λ est représenté en figure 53.

On trouvera dans [T. 17, L. T. 7] de nombreux détails sur les précautions expérimentales nécessaires : l'une de celles-ci, très générale (puisqu'elle s'applique à toutes les méthodes d'ondes stationnaires) consiste à trouver le rapport $\frac{E_{min}}{E_{max}}$ sans mesure directe délicate à cause de l'incertitude dans la loi du détecteur. Roberts et Von Hippel ont montré en effet que

$$\frac{E_{min}}{E_{max}} \simeq \pi\frac{\Delta x}{\lambda_g};$$

Δx étant la largeur de la courbe d'ondes stationnaires au double de la valeur du minimum (*fig.* 54).

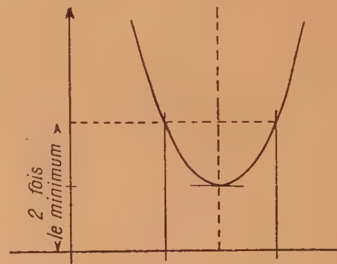


Fig. 54.

22222. Hersberger [T. 30] a également employé pour déterminer la *constante diélectrique des gaz* le même montage (*fig.* 55),



Fig. 55.

On localise le premier minimum à partir de la fenêtre de mica, lorsque la cuve est vide; on introduit alors le gaz en suivant le même minimum. Soit Δl la différence des positions de la sonde, on a alors :

$$\delta = \frac{2\,\Delta l}{l}\left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2\right] \quad \text{et} \quad k = 1 + \delta.$$

22223. Le *premier montage* de Townes (*voir* Section 222127) s'apparente au précédent. Il s'agit de mesurer l'absorption de l'ammoniac à une pression supérieure à 0,3 mmHg. Le montage est schématisé en figure 56.

L'énergie ultrahertzienne captée par la sonde du mesureur d'ondes stationnaire subit un changement de fréquence par mélange, dans le premier cristal, avec l'oscillation d'un oscillateur local balayé en fréquence avec une amplitude de 10 Mc/s; la M. F. est amplifiée, détectée et appliquée aux plaques verticales d'un oscilloscope, sur lequel se trace la courbe de réponse de l'ampli M. F. On déplace le mesureur d'ondes stationnaires et, à l'aide de l'atténuateur calibré, on ramène la déviation sur l'oscilloscope à

une valeur standard. La différence des positions de l'atténuateur calibré aux maxima et aux minima permet la détermination de l'atténuation de l'onde

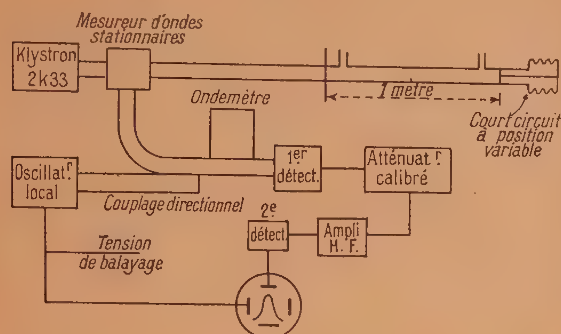


Fig. 56.

ayant fait un chemin d'aller et retour dans la cuve. La mesure est répétée avec une longueur $l + \frac{\lambda}{4}$, en déplaçant le court-circuit, ce qui permet d'éliminer certaines erreurs telles que celles dues à la réflexion sur la fenêtre de mica.

22224. Hall, Halliday, Johnson et Walker [T. 73] ont indiqué une méthode de réflexion différant des précédentes en ce que l'impédance terminale de la cuve de mesure au lieu d'être nulle (court-circuit) est constituée par une impédance purement réactive variable de $+\infty$ à $-\infty$. On mesure, par le taux d'onde stationnaire, l'impédance d'entrée de la ligne de mesure pour différentes terminaisons obtenues par différentes longueurs de ligne court circuitée. On démontre que le lieu géométrique de l'extrémité du vecteur impédance d'entrée, dans le plan complexe X, R, se déplace sur un cercle dit cercle d'impédance que l'on trace par points (*fig.* 57).

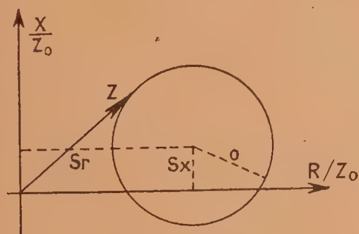


Fig. 57.

La mesure sur le graphique du rayon du cercle et des coordonnés de son centre permet de remonter à k et $\operatorname{tg}\delta$. Les calculs sont assez inextricables si l'on ne fait certaines approximations indiquées par les auteurs.

Le schéma de montage est représenté figure 58.

22225. Crouch G. E. a indiqué récemment un montage pour l'étude des liquides à $\lambda = 3$ cm. Ce montage dérive des précédents mais comporte toutefois d'importantes modifications destinées à simplifier les calculs. La méthode employée consiste à mesurer

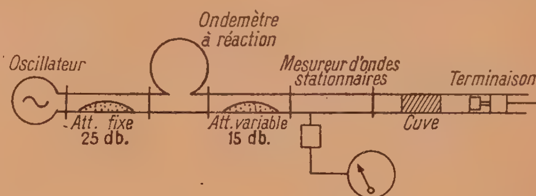


Fig. 58.

l'impédance d'entrée d'une ligne ouverte de longueur variable remplie du liquide étudié. La cuve de mesure (*fig.* 59) montée verticalement est termée par une fenêtre de téflon (T) de longueur $\frac{\lambda_T}{2}$ et fermée par un piston d'épaisseur $\frac{\lambda_T}{4}$ réalisant l'impédance infinie. La cuve est placée dans un thermostat.

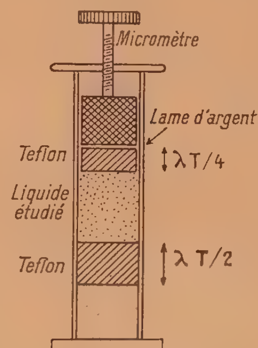


Fig. 59.
λT = longueur d'onde dans le Téflon.

Le schéma de montage est représenté figure 60.

On cherche les minima successifs lus à l'aide du coupleur en augmentant progressivement l'épaisseur l de la cuve. Les minima correspondent à

$$l = \frac{\lambda_D}{4}, \quad 3\frac{\lambda_D}{4}, \quad 5\frac{\lambda_D}{4}, \quad \ldots,$$

la distance entre deux positions du piston (lues au micromètre) donne sensiblement $\frac{\lambda_D}{2}$.

Pour chacune des longueurs de cuve précédentes, on mesure les taux d'ondes stationnaires $\rho_1\ \rho_2\ \rho_3$ à l'aide du mesureur d'ondes stationnaires.

On établit les rapports $\frac{\rho_1}{\rho_4}$, $\frac{\rho_1}{\rho_5}$ etc. et à l'aide d'un abaque préconstruit on obtient $\alpha\lambda_D$; on a alors :

$$\varepsilon'' = \frac{1}{4}\left(\frac{\lambda}{\lambda_D}\right)^2 \alpha\lambda_D.$$

On peut enfin avoir ε' en portant dans

$$\varepsilon''^2 \pi^2 \frac{\lambda_D^2}{\lambda^2} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 - \varepsilon'\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2.$$

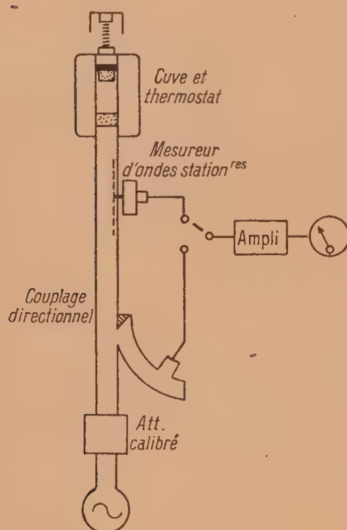


Fig. 60.

22226. Pour l'étude des constantes diélectriques de corps solides à k très élevé tels que les céramiques Powles J. G. [T. 57] propose le montage suivant encore en cours d'étude (*fig.* 61).

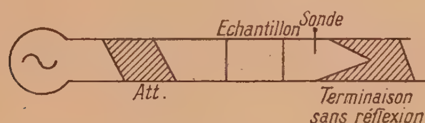


Fig. 61.

On mesure l'énergie transmise à travers l'échantillon intercalé dans le guide H_{01} lorsque, à puissance incidente constante, on fait varier la longueur d'onde

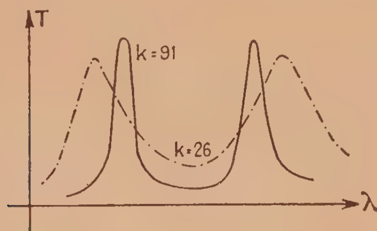


Fig. 62.

d'émission (par exemple entre $\lambda = 3{,}7$ et $3{,}0$ cm). Les courbes de transmission ont alors l'allure ci-contre : à égalité d'épaisseur plus la constante diélectrique est élevée et plus les pointes sont aiguës et rapprochées; on démontre que pour k grand :

$$\frac{\text{Largeur des pointes}}{\text{Distance entre deux pointes}} \cong \frac{1}{\sqrt{k}} \quad (\textit{fig. } 62).$$

L'auteur compare son dispositif à l'interféromètre Pérot et Fabry.

22227. Pond T. A. et Cannon W. F. [T. 55] signalent dans un article sur le spectre de l'ammoniac une méthode d'étude de l'absorption des gaz, basée sur l'emploi d'un T magique; leur montage est représenté (*fig.* 63).

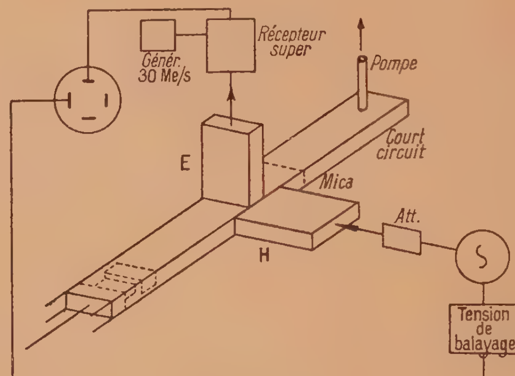


Fig. 63.

Le récepteur est un superhétérodyne à bande passante de 8 Mc/s avec changement de fréquence équilibré et M. F. à 30 Mc/s. Lorsqu'un gaz est dans la cuve le passage sur la fréquence d'une raie *déséquilibre le T* et un signal ultrahertzien est transmis par le bras E au récepteur. Sur l'oscilloscope se forme l'image du spectre.

Pour mesurer les *différences de fréquence* on utilise un système de marquage agissant sur la M. F. : un générateur de signaux envoie sur le second détecteur une onde à 30 Mc/s (sensiblement la valeur moyenne de la M. F.) chaque fois que la fréquence M. F. passe par cette valeur il se produit par battement un « pip » video qui marque un repère sur l'écran.

Pour étalonner toute la trace il suffit de faire varier de *quantités connues* la fréquence du générateur de signaux.

23. MÉTHODES DE RÉSONANCE.

Le montage adopté pour toutes les mesures de k et tgδ en radiofréquences se ramène au schéma figure 64 du circuit résonnant self L et capacité C qu'on amène à la résonance pour une fréquence

$$f_r = \frac{1}{2\pi}\sqrt{LC}.$$

Si le condensateur est entièrement rempli du

diélectrique étudié sa capacité est

$$C = \varepsilon \frac{A}{e} \quad \text{en farads,}$$

A : surface en mètres carrés, e épaisseur du diélectrique en mètres.

En remplaçant le diélectrique par de l'air, il faut, pour ramener la résonance, changer l'épaisseur jusqu'à la valeur e_0 on a alors :

$$k = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{e}{e_0}.$$

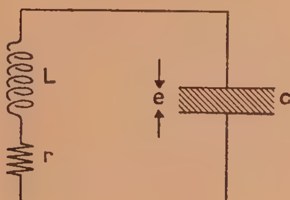


Fig. 64.

La valeur de tgδ est obtenue par le changement du facteur de surtension Q du circuit lorsque le condensateur est rempli du diélectrique et lorsqu'il est rempli d'air. On démontre que l'on a :

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = \operatorname{tg} \delta.$$

La mesure de Q peut se faire de deux façons : 1° En opérant par *variation de fréquence* on a alors :

$$Q = \frac{f_r}{\Delta f},$$

Δf étant la largeur de la courbe de résonance à moitié de sa hauteur, en supposant la loi du détecteur *parabolique*.

2° Si l'on trace la courbe de résonance en faisant *varier la capacité* on a :

$$Q = \frac{2 C_r}{\Delta C_r}.$$

Les principes généraux s'appliquent exactement aux méthodes employées en ultrahertzien. Mais, dans ce domaine, il est évidemment impossible d'utiliser des circuits à constantes localisées; toutefois le schéma équivalent des montages utilisés peut en gros, se ramener à la figure 64.

Les circuits à constantes réparties pour ultrahertzien ont des facteurs de surtension très élevés ce qui facilite les mesures. Malheureusement les calculs de k et tg δ sont toujours beaucoup plus difficiles du fait de la répartition compliquée des champs.

Aux λ comprises entre 30 et 3 cm on peut employer un résonateur coaxial constitué par une portion de ligne coaxiale court-circuitée aux extrémités et excitée par boucles; la figure 65 *a* montre la forme du champ; les figures 65 *b*, *c* indiquent comment on place généralement l'échantillon si l'on travaille à fréquence variable ou à fréquence constante.

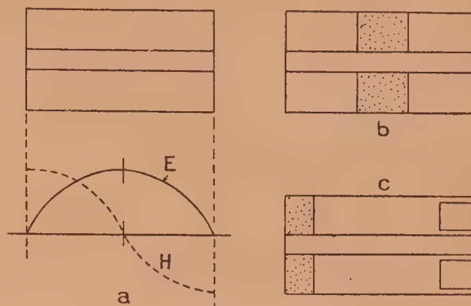


Fig. 65.

Aux λ inférieures à 3 cm, l'emploi du coaxial est extrêmement délicat, on adopte alors les cavités résonnantes : lorsque l'on peut travailler à fréquence variable on adopte en général le mode E_{010}. La figure 66 *a* représente la configuration du champ, et la figure 68 *b* montre la position de l'échantillon.

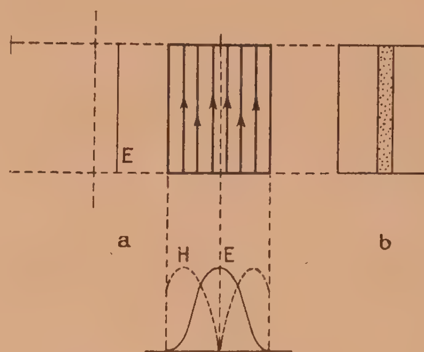


Fig. 66.

Lorsqu'on ne peut travailler à fréquence variable, on utilise un résonateur se prêtant facilement à une variation de longueur sans complications trop grandes de contact. On choisit alors le mode H_{01n}. La figure 67 représente la configuration du champ et la position de l'échantillon; le tableau ci-dessous emprunté à Jackson donne les caractéristiques de quelques résonateurs pour λ = 10 cm.

On ne trouvera pas ici, la théorie des méthodes exposées plus haut :

Plusieurs articles figurant dans la bibliographie donnent un excellent exposé d'ensemble sur le sujet [T. 37, T. 34].

231. **Résonateurs coaxiaux.** — La méthode a été employée par Jackson et par Abadie [T. 37 et T. 1].

Dimensions et Q théorique des résonateurs argentés et remplis d'air pour $\lambda = 10$ cm.

Coaxial	Rayon intérieur (arbitraire) (*)	2,0	cm
	» du conducteur central (*)	0,55	»
	Longueur résonnante minimum $\lambda/2$	5,0	»
	Q théorique	6100	
E_{010}	Rayon intérieur $\lambda/2,6125$ (**)	3,83	cm
	Longueur (arbitraire)	4,5	»
	Q théorique	17500	
H_{01n}	Rayon intérieur $> \lambda/1,64$ (***)	8	cm
	Longueur résonnante minimum $n = 1$	7,8	»
	Q théorique	47500	

(*) Avec ces valeurs, l'expression $\pi(a+b)$ a la valeur 8 cm qui doit être $< \lambda$ pour qu'aucun mode longitudinal ne puisse exister.

(**) Cette dimension exclut la possibilité d'autres modes que E_{010}.

(***) Avec cette cote d'autres modes sont théoriquement possibles, mais leur excitation peut être évitée par des arrangements expérimentaux simples.

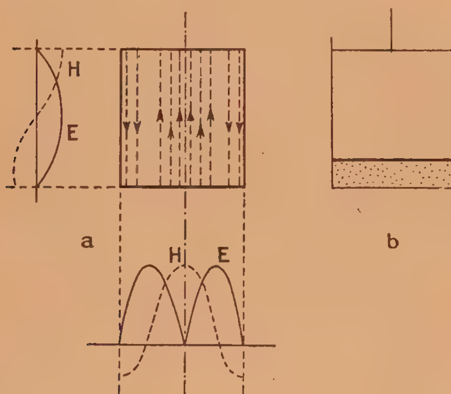


Fig. 67.

2321. Cavités résonnantes. — (Mode unique). — 23211. La méthode du Résonateur E_{010} a été employée par Jackson et Powles [T. 38] pour l'étude des solutions dans le benzène et l'huile de paraffine à 8,60, 9,35; 23,2; 45,5 cm de longueur d'onde. Le schéma du montage est représenté figure 68.

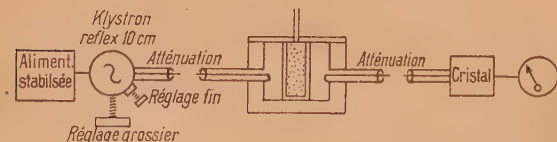


Fig. 68.

Le liquide était contenu dans une petite bouteille à parois très minces, dont l'effet était mesuré par une expérience à vide pour pouvoir être éliminé de la mesure.

23212. Coolie et Hasted ont également employé cette méthode en la modifiant un peu pour la mesure de la constante diélectrique des liquides à faible facteur de puissance ($\lambda = 10$ cm). Leur résonateur est représenté (*fig.* 69). Le liquide est contenu dans un capillaire en verre de 0,6 mm de diamètre. L'introduction du liquide causait une variation de la fréquence de résonance de 60 Mc/s mesurable à 1 pour 100 près.

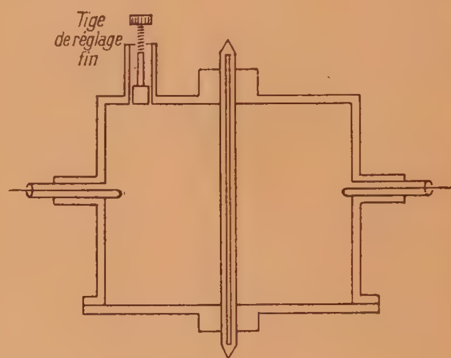


Fig. 69.

23213. La méthode du résonateur H_{01n} a été employée par Jackson et Powles [T. 38] et par Lamb pour l'étude des propriétés de la glace [T. 43].

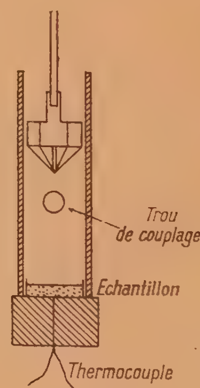


Fig. 70.

Le résonateur de Lamb est schématisé ci-contre (*fig.* 70). Cette cavité cylindrique avait un rayon intérieur de 2,37 cm. Pour la longueur d'onde employée 3 cm, les modes H_{11} E_{01} H_{21} E_{11} pouvaient se produire. Tous ces modes nuisibles ont toutefois une composante longitudinale du champ électrique. Leur excitation était alors rendue impossible par une pyramide de 4 fils résistants partant d'une tige fixée au centre du piston.

23214. Penrose [T. 54] pour l'étude des diélectriques solides à 25.000 Mc/s a également employé le résonateur H_{01n}. Son résonateur est représenté (*fig.* 71).

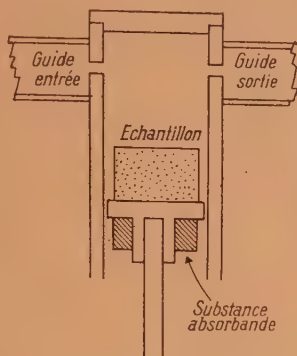


Fig. 71.

On remarquera que le piston ne touche pas le cylindre, en effet, — et c'est l'avantage du mode H_{01n} — aucun courant ne se ferme par les fonds; cela facilite la réalisation mécanique.

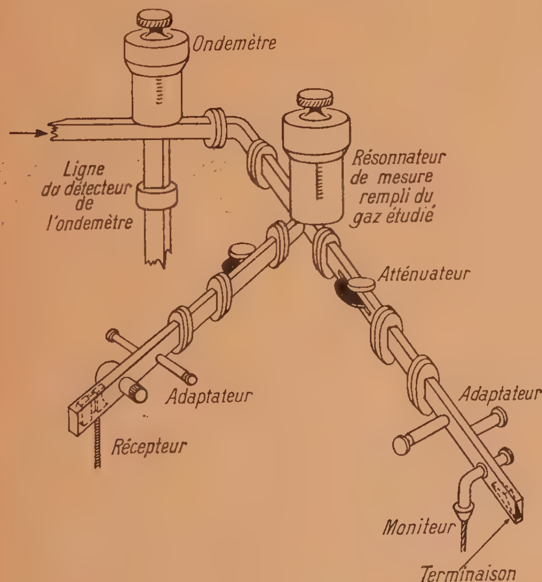


Fig. 72.

Le champ électrique étant faible sur les parois du cylindre, il est inutile d'établir un joint parfait entre l'échantillon et les parois. Enfin, le jeu du piston peut créer un couplage entre la cavité et le volume inférieur pour les ondes à composante longitudinale indésirables. On les élimine en plaçant une substance absorbante sous le piston.

C'est également par l'emploi d'une méthode de cavités en H_{01n} que Bleaney et Penrose ont fait leur importante étude sur le spectre d'inversion de l'ammoniac. La figure 72 représente une vue d'un montage réalisé au Clarendon Laboratory à Oxford par Bleaney et Penrose pour l'étude des gaz vers 1 cm de longueur d'onde.

23215. Weidner qui a étudié le spectre ultrahertzien du chlorure d'iode à 4,5 cm a employé une méthode de cavité assez analogue aux précédentes [T. 78]. Il mesure le coefficient d'absorption des ondes par la variation relative ΔP de la puissance transmise par la cavité de mesure intercalée P dans un guide. On a alors :

$$\alpha = \frac{\pi f}{c\,Q_c}\,\frac{\Delta P}{P},$$

f : fréquence;
c : vitesse de la lumière;
Q_c : facteur de surtention en charge. L'auteur signale que sa méthode permettait la mesure de coefficients d'absorption très faibles.

23216. Jen C. K. [T. 39] a étudié l'effet Zeeman des gaz avec une cavité alimentée par un oscillateur balayé en fréquence. La raie d'absorption apparaît alors sur la courbe de résonance de la cavité (*fig.* 73).



Fig. 73.

L'auteur a employé, pour augmenter la sensibilité, la méthode de modulation de Hersberger (employée également par Gordy) (*voir* section 222129).

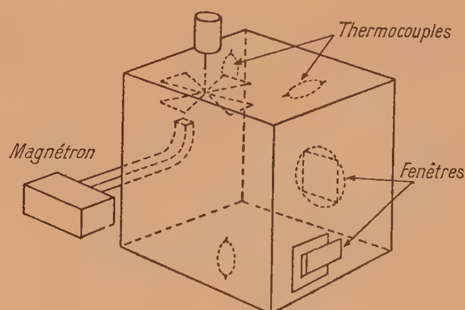


Fig. 74.

2322. Méthode de cavités (modes multiples). — La méthode suivante dont le principe a été indiqué par Lamb [T. 43] et qui a été réalisée par Becker et Autler [T. 2] est entièrement différente des précédentes. La cavité dans laquelle on introduit le gaz à étudier (ici la vapeur d'eau) est excitée suivant *tous les modes possibles* simultanément.

La figure 74 représente le montage : la cavité est une énorme boîte de cuivre; l'émetteur, magnétron pulsé, l'attaque par un guide devant l'embouchure duquel tourne un ventilateur qui permet de « mélanger les modes » en créant de multiples réflexions.

Une centaine de thermocouples disposés au hasard dans la cavité donnent un courant proportionnel au facteur de surtention de la cavité. On compare alors l'abaissement du facteur de surtension produit par l'introduction de la vapeur d'eau à celui, calculable, obtenu en ouvrant des volets aménagés dans la paroi. On peut alors avoir l'absorption de la vapeur d'eau.

LIVRES ET EXPOSÉS D'ENSEMBLE L. T.

Techniques Ultrahertziennes.

[LT. 1] BRAINERD J. G., KOEHLER G., REICH H. J., WOODRUFF L. F. Ultra high frequency techniques. 1 vol. Van Nostrand, New-York, 1942. [Livre indispensable pour une première mise au point sur les techniques hertziennes et ultrahertziennes.] Traduction Esculier chez Chiron, Paris, 1948.

[LT. 2] DE BROGLIE L. Problèmes de propagation guidée des ondes électromagnétiques. 1 vol., Gauthier-Villars, Paris, 1941. [Étude théorique de la propagation dans les guides d'onde.]

[LT. 3] CONDON. Principles of Microwave radio (*Rev. Mod. Phys.*, 1942, **14**, p. 341 et 349).

[LT. 4] HUXLEY. The principle and practice of Wave Guides, 1 vol., Cambridge University Press, 1947. [Livre fondamental pour la technique des guides d'ondes.]

[LT. 5] KING R. W. P., MIMNO H. R. et WING A. H. Transmission lines, Antennas and Wave guides, 1 vol. Mc Graw Hill, New-York.

[LT. 6] LAMONT H. R. L., Wave guide, 1 vol., Methuen Co., Londres [excellent exposé théorique].

[LT. 7] MONTGOMERY C. G. Technique of Microwave measurements, 1 vol., Mc Graw Hill, New-York, 1947. [*Livre fondamental* pour l'étude des techniques ultrahertziennes *indispensable au spécialiste*; fait partie d'une série de 24 volumes sur le Radar (Radiation Laboratory Series).]

[LT. 8] SARBACHER R. I. et EDSON W. A. Hyper and Ultra high frequency engeneering, 1 vol., Wiley, New-York, 1946 [excellent exposé].

[LT. 9] SCHELKUNOFF S. A. Electromagnetic waves, 1 vol., Van Nostrand, New-York, 1943 [livre essentiellement théorique].

[LT. 10] SLATER J. C. Microwave transmission, 1 vol., Mc Graw Hill, 1942 [ouvrage théorique très intéressant].

[LT. 11] SOUTIF M. Spectroscopie dans le domaine hertzien (*Rev. scient.*, 1947, **3280**, p. 921 à 928. [Mise au point].

Techniques Radiofréquences.

[LT. 12] DAVID P. Cours de Radioélectricité Générale. Les lampes amplificatrices, 1 vol., Eyrolles, Paris, 1946.

[LT. 13] DOWSETT. Handbook of technical instruction for wireless telegraphist, 1 vol., Iliffe and Son, Londres, 1939.

[LT. 14] FORTRAT R. Leçons de radioélectricité, 1 vol., Masson, Paris, 1947 [livre indispensable au débutant en radioélectricité].

[LT. 15] FROMY. Mesures en Radiotechnique, 1 vol., Dunod, Paris, 1948 [livre *extrêmement précieux pour les mesures* en radioélectricité].

[LT. 16] HENNEY. The radio engeneering handbook, 1 vol., Mc Graw Hill, New-York, 1933.

[LT. 17] HUND. High frequency measurements, 1 vol., Mc Graw Hill, New-York et Londres, 1933.

[LT. 18] JORDAN. Fondamentals of radio. Prentice Hall New-York, 1933.

[LT. 19] LAMBREY M. Radiotechnique générale, 2 vol., Baillère, Paris, 1947. [livre indispensable au débutant en radioélectricité].

[LT. 20] MOONS C. La Radio du débutant; la radio de l'amateur, 3 vol., Eyrolles, Paris, 1945 [livre très élémentaire contenant quelques détails pratiques utiles].

[LT. 21] ROCARD Y. Dynamique générale des vibrations, 1 vol., Masson, Paris, 1943 [livre indispensable au débutant en radioélectricité].

[LT. 22] TERMAN F. E. Radio Engineers'handbook, 1 vol., Mc Graw Hill, New-York et Londres, 1943 [livre remarquable indispensable au spécialiste radio].

[LT. 23] VEAUX M. Cours de télégraphie et de téléphonie sans fil, 1 vol., Eyrolles, Paris, 1937.

BIBLIOGRAPHIE TECHNIQUE T.

Articles de Revues.

[T. 1] ABADIE. Sur la détermination de l'angle de pertes d'un diélectrique inséré dans une ligne double (*C. R. Acad.*, 1948, **226**, p. 1590).

[T. 2] BECKER G. et E. AUTLER S. H. Absorption de la vapeur d'eau pour les ondes électromagnétiques dans la bande $\lambda = 1$ cm (*Phys. Rev.*, 1946, **70**, p. 300).

[T. 3] BENOIT J. Nouvelle méthode de mesure des indices de réfraction et d'absorption électrique pour la gamme des ondes décimétriques et métriques (*Thèse*, Paris, 1945 et *J. Phys.*, 1945, **5**, p. 203 et 225).

[T. 4] BERINGER R. Absorption des ondes électromagnétiques $\lambda = 0{,}5$ cm dans l'oxygène. (*Phys. Rev.*, 1946, **70**, p. 53).

[T. 5] BLEANEY B. et PENROSE R. P. Spectre de l'ammoniac dans la région de 1 cm (*Nature*, 1946, **157**, p. 338).

[T. 6] Bleaney B., Ryde J. W. et Kinmann T. H., Détecteurs à cristaux (*J. Inst. Elect. Eng.*, 1946, **93**, p. 846).
[T. 7] Brillouin L. Propagation d'ondes électromagnétiques dans un tuyau. (*Rev. Gen. Elec.*, 1936, **40**, p. 227).
[T. 8] Carter R. L. et Smith W. V. Marqueurs de fréquence dans les spectres de micro-ondes (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, p. 1265).
[T. 9] Clavier A. G. Mesure des longueurs d'ondes dans le domaine des ondes décimétriques, centimétriques et millimétriques (*Bul. Soc. Fr. Electr.*, 1941, **6**, p. 147).
[T. 10] Cleeton C. E. et Williams N. H. (*Phys. Rev.*, 1934, **45**, p. 234).
[T. 11] Cleeton C. E. et Williams N. H. (*Physics*, 1935, **6**).
[T. 12] Colton R. B. Radar de l'armée américaine (P. I. R. E., 1945, **33**, p. 740).
[T. 13] Coolie C. H., Ritson D. M. et Hasted J. B. Propriétés diélectriques de l'eau (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, p. 129).
[T. 14] Cornelius S. C. Diodes à cristal de germanium (*Electronics*, févrirr 1946).
[T. 15] Cripwell F. J. et Sutherland G. B. B. M. Quelques mesures sur l'absorption des ondes centimétriques par les diélectriques liquides (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, p. 149).
[T. 16] Crouch G. E. Mesure des constantes diélectriques des liquides aux fréquences micro-ondes (*J. Chem. Phys.*, 1948, **16**, p. 364).
[T. 17] Dakin T. W. et Works C. N. Mesures diélectriques aux hyperfréquences (*J. appl. Phys.*, 1947, **18**, p. 789).
[T. 18] Denis M. et Liot R. Contribution à l'étude des procédés et appareils de mesure dans le domaine des ondes centimétriques (*Ann. Radio*, 1947, **2**, p. 409).
[T. 19] Essen. Ondemètres à cavité résonnante (*Wir. Eng.*, 1946, **23**, p. 126).
[T. 20] Fiske M. D. Fenêtres résonnantes pour les scellements sous vide dans les guides rectangulaires (*Rev. Sc. Inst.*, 1946, **17**, p. 478).
[T. 21] Frankel S. Le mode TM_{01} dans les guides d'onde circulaires avec deux diélectriques coaxiaux (*J. Appl. Phys.*, 1947, **18**, p. 650).
[T. 22] Gaffney F. J. Mesures en micro-ondes et « Equipement d'essai » (*P. I. R. E.*, 1946, **34**, p. 775).
[T. 23] Good W. E. Le spectre d'inversion de l'ammoniac, (*Phys. Rev.*, 1946, **69**, p. 539; 1946, **70**, p. 109; 1946, **70**, p. 213).
[T. 24] Gordy W. et Kessler M. Spectre ultrahertzien : la structure hyperfine de l'ammoniac (*Phys. Rev*, 1947, **71**, p. 640). Un nouveau système électronique pour la détection des spectres ultrahertziens (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, p. 644).
[T. 25] Goudet. Développements récents de la technique du magnétron (*Onde électrique*, 1946, **227**, p. 49).
[T. 26] Goudet G. et Lignon J. Régimes d'ondes guidées dans une ligne coaxiale (*Onde électrique*, 1947, **27**, p. 152).
[T. 27] Greer W. R. Système de modulation pulsée (*Electronics*, septembre 1946, p. 126).
[T. 28] Gutton H. Les projecteurs d'ondes centimétriques (*Onde Electrique*, 1946, **26**, p. 459).
[T. 29] Haugen M. G. et Loss W. B. La construction d'appareils pour la mesure des constantes diélectriques et des pertes par ondes stationnaires dans les guides d'onde (*Lab. for Ins. Res. M. I. T. National defense research commitee*, contract OEM 191. Report XII).
[T. 30] Hersberger W. D. L'absorption de l'ultra-hertzien par les gaz (*J. Appl. Phys.*, 1946, **17**, p. 495).
[T. 31] Von Hippel. Laboratory for insulation research, *M. I. T. N. D. R. C. Report.* Janvier 1943, no 1422 (cité dans le livre de Montgomery).
[T. 32] Von Hippel, Gelatis, Westphal et Haugen. Lab. for. Ins. Res. *M. I. T.*, *N. D. R. C.*, novembre 1943, 14210 (cité dans le livre de Montgomery).
[T. 33] Hollmann H. E. Oscillographes pour ultra-hautes fréquences (*P. I. R. E.*, 1940, **28**, p. 213).
[T. 34] Horner, Taylor, Dunsmuir, Jackson, Lamb. Méthodes de résonance pour les mesures diélectriques aux longueurs d'onde centimétriques, (*J. Instr. Elec. Eng.*, 1946, **93**, p. 53. *Voir* aussi [S. U. H.]).
[T. 35] Hughes R. H. et Wilson B. E. Spectromètre ultrahertzien (*Phys. Rev.*, 1947, **71**, p. 562. *Voir* aussi [S. U. H.]).
[T. 36] Hunt F. V. et Hickmann R. W. Montage stabilisateur de tension (*Rev. Sc. Instr.*, 1939, **10**, p. 6).
[T. 37] Jackson W. La représentation des propriétés diélectriques et des principes permettant leur mesure pour les longueurs d'onde centimétriques (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, p. 91).
[T. 38] Jackson W. et Powles J. G. Pertes diélectriques des solutions dans le benzène et l'huile de paraffine en ultra-hautes fréquences (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, p. 101. *Voir* aussi [S. U. H.]).
[T. 39] Jen C. K. Spectre micro-ondes et effet Zeeman dans une cuve d'absorption constituée par une cavité résonnante. (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, p. 986. *Voir* aussi [S. U. H.]).
[T. 40] Kahan T. Interféromètre pour micro-ondes hertziennes (*J. Phys.*, 1947, **8**, p. 192).
[T. 41] Kelliher et Walton. Micro-ondes électromagnétiques, la nature des ondes produites par une étincelle (*Wir. Engr.*, 1946, **23**, p. 46).
[T. 42] Kuhner et Gratzmuller. Contribution à l'étude des tubes à modulation de vitesse à réflexion (*Onde Electrique*, 1946, **26**, p. 38).
[T. 43] Lamb W. E. Théorie d'un spectroscope ultrahertzien (*Phys. Rev.*, 1946, **70**, p. 308. *Voir* aussi [S. U. H.]).
[T. 44] Lamb. Constante diélectrique de la glace aux longueurs d'onde centimétriques (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, p. 238).
[T. 45] Le Bot J. Techniques radioélectriques dans le domaine des ondes centimétriques (*Rev. Gén. des Sci.*, 1948, **55**, 129).
[T. 46] Lindenhovius H. J. et Rinia H. Un appareil d'alimentation à courant continu à tension stabilisée. (*Rev. Techn. Philips*, 1941, **6** p. 54).
[T. 47] Maxwell E. Conductivité des surfaces métalliques aux fréquences ultrahertziennes (*J. Appl. Phys.*, 1947, **18**, p. 629).
[T. 48] Meinke H. Fréquence propre des cavités résonnantes cylindriques (*Hoch. Fr. Tech.*, 1942, **60**, p. 29).
[T. 49] Melloh A. W. Ondes électromagnétiques amorties dans les tuyaux métalliques creux (*P. I. R. E.*, 1940, **28**, p. 179).
[T. 50] Mueller G. E. Propagation des ondes de 6 mm. (*P. I. R. E.*, 1946, **34**, p. 181. *Voir* aussi [S. U. H.]).
[T. 51] Neher H. V. Montages stabilisateurs de tension (*Rev. Sc. Instr.*, 1939, **10**, p. 53).
[T. 52] Ortusi J. Définition et Mesure des coefficients de réflexion dans les guides (*Ann. des Télécommunications*, 1946, **1**, p. 73).
[T. 53] Ortusi J. Diffraction et Réflexion des ondes guidées (*Ann. Radioélect.*, 1945, **1**, p. 92. *Voir* aussi [S. U. H.]).
[T. 54] Penrose R. P. Mesure de la constante diélectrique et de l'angle de pertes de quelques diélectriques solides à faibles pertes à 25 000 Mc : s (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, p. 108. *Voir* aussi [S. U. H.]).
[T. 55] Pond T. A. et Cannon W. F. Effet de saturation dans le spectre micro-ondes de l'ammoniac (*Phys. Rev*,. 1947, **72**, p. 1121. *Voir* aussi [S. U. H.]).
[T. 56] Pound. Stabilisation des oscillateurs micro-ondes (*Rev. Sc. Instr.*, 1946, **17**, p. 490).

[T. 57] POWLES J. G. Mesure des constantes diélectriques élevées aux longueurs d'onde centimétriques. (*Nature*, 1948, **161**, p. 25).

[T. 58] PRACHE P. M. (*Ann. des Télécom.*, 1946, **1**, p. 136).

[T. 59] ROBERTS S. et VON HIPPEL L. A. Nouvelle méthode d'étude des diélectriques en ultra-hautes fréquences (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, p. 1056; *J. Appl. Phys.* 1946, **17**, p. 610).

[T. 60] ROBERTS S. et VON HIPPEL L. A. Une nouvelle méthode de mesure des constantes diélectriques et des pertes en ondes centimétriques (*Department Of Electr. Eng., M. I. T.* march., 1941, p. 1 et 19 (cité dans le livre de Montgomery).

[T. 61] ROCARD Y. Notions sur les guides d'onde (*Rev. Tech. Thomson-Houston*, 1946, **5**, p. 5).

[T. 62] REDHEFFER R. M. et WINKLER E. D. (*R. L. report*, 1945, **48315**; *R. L. report*, 1946, **48318**) cité dans le livre de Montgomery).

[T. 63] SCHARTZ G. et BYERLY E. H. Note sur un stabilisateur à haute tension à couplage électronique (*Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, p. 273).

[T. 64] SCHNEIDER. Radar (*P. I. R. E.*, 1947, **34**, p. 528).

[T. 65] SOUTHWORTH. Guides d'onde pour hyperfréquences; Considérations générales et résultats expérimentaux (*Bell. Syst. Tech. Jour.*, 1936, **15**, p. 284).

[T. 66] SOUTHWORTH G. C. *J. Franklin Inst.*, 1945, p. 239).

[T. 67] SPROULL et LINDER. Mesures sur les cavités résonnantes (*P. I. R. E.*, 1946, **34**, p. 305).

[T. 68] STRANDBERG H. W, KYHL R., WENTINK T. et HILLGER. Spectre d'inversion de l'ammoniac (*Phys. Rev.*, 1947, **71**, p. 326. *Voir* aussi [S. U. H.]).

[T. 69] TAYLOR D. P. Un stabilisateur de tension (*The Wireless World*, 1938, p.).

[T. 70] TOWNES C. H. Le spectre de l'ammoniac et la forme des raies vers 1,25 cm de longeur d'onde. (*Phys. Rev.*, 1946, **70**, p. 665). *Voir* aussi [S. U. H.]).

[T. 71] TURNER L. B. Conductivité de l'eau de mer, de l'eau ordinaire et de l'eau distillée à 10 cm de longueur d'onde. *Report*, M 496 Ap 1943 (cité dans le livre de Montgomery).

[T. 72] WALTER J. E. et HERSBERGER N. D. Absorption des micro-ondes par les gaz (*J. of Appl. Phys.*, 1946, **17**, p. 814. (*Voir* aussi [S. U. H.]).

[T. 73] HALL H. W., HALLIDAY I. C. et JOHNSON W. A. Absorption diélectrique des substances polaires en solution dans des solvants non polaires mesurée en ondes centimétriques par une méthode de guide (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, p. 136. *Voir* aussi S. U. H.)].

[T. 74] WARNECKE. Contribution à la physique et à l'étude des tubes électroniques à modulation de vitesse. (*Onde Electrique*, 1935, **20**, p. 47 et 72).

[T. 75] WATTS et WILLIAMS. Moment nucléaire quadrupolaire dans le spectre d'inversion de l'ammoniac (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, p. 263. *Voir* aussi [S. U. H.]).

[T. 76] WATTS R. J. et WILLIAMS D. Un spectrographe micro-onde à modulation par effet Stark modifié (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, p. 980).

[T. 77] WATTS R. J. et WILLIAMS D. Méthode de détection des spectres micro-ondes par double modulation (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, p. 1122).

[T. 78] WEIDNER R. T. Le spectre micro-onde du Chlorure d'Iode à 4,5 cm de longueur d'onde (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, p. 1268. *Voir* aussi [S. U. H.]).

[T. 79] WHIFFEN D. H. et THOMPSON H. W. Mesures sur l'absorption des ondes centimétriques (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, p. 114. *Voir* aussi [S. U. H.]).

[T. 80] WHIFFEN D. H. et THOMPSON H. W. Mesures sur l'absorption des ondes centimétriques II (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, p. 123. *Voir* aussi [S. U. H.]).

[T. 81] WORKS C. S. Cavités résonnantes pour mesures diélectriques (*J. of. Appl. Phys.*, 1947, **18**, p. 605).

[T. 82] WORKS C. N., DAKIN T. W. et BOGGS F. W. Une méthode de cavité résonnante pour la mesure des propriétés diélectriques à très haute fréquence (*P. I. R. E.*, 1945, p. 245).

[T. 83] SMITH W. V., GARCIA DE QUEVEDO S. L., CARTER R. L. BENNETT W. S. Stabilisation de la fréquence des oscillateurs micro-ondes par des raies spectrales (*J. of Appl. Phys.*, 1947, **18** p. 1112). Théorie et description d'un montage dérivant du discriminateur micro-ondes de POUND [T. 56] permettant de bloquer la fréquence d'un klystron 2 k 50 sur la raie 3.3 de l'ammoniac à 23 270 Mc/s.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 130563 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1948.

Série VIII. — Tome IX. N° 11. Novembre 1948.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

LE SPECTRE ULTRAHERTZIEN ET LA STRUCTURE MOLÉCULAIRE (*Suite.*)

Par Mme M. FREYMANN, MM. R. FREYMANN et Jean LE BOT.
Faculté des Sciences de Rennes.

II. — LES DONNÉES DU SPECTRE ULTRAHERTZIEN SUR LA STRUCTURE MOLÉCULAIRE.

Par Mme M. FREYMANN et M. R. FREYMANN.

Plan général de l'exposé.

1. **Les divers domaines du spectre. Causes d'absorption dans ces divers domaines.**

2. **Bandes de Debye.**

3. **Bandes de rotation.**
   31. Spectre de rotation d'une molécule linéaire. Exemple : ClH, ICl, HC ≡ CH.
   32. Spectre de rotation d'une molécule du type toupie symétrique. Exemple : CH_3Cl, NH_3.
   33. Spectre de rotation d'une molécule du type toupie asymétrique. Exemple : H_2O, C_2H_4.

4. **Bandes d'inversion de Dennison.** Exemple : NH_3.
   41. Le phénomène d'inversion.
   42. La structure *rotationnelle* de la bande d'inversion de NH_3.
   43. La structure *isotopique* de la bande d'inversion.
   44. La structure *hyperfine* de la bande d'inversion.
   45. Effet *Stark* et effet *Zeeman* des raies rotationnelles de la bande d'inversion.

5. **Bandes dipolaires magnétiques de Van Vleck.** Exemple : O_2.

1. LES DIVERS DOMAINES DU SPECTRE. CAUSES D'ABSORPTION DANS CES DIVERS DOMAINES.

11. LES DIVERS DOMAINES DU SPECTRE.

Un grand nombre d'expressions ont été utilisées pour désigner les divers domaines du spectre électromagnétique compris entre les fréquences extrêmement élevées voisines de l'infrarouge (1 500 000 Mc : s soit 200 μ) et les fréquences extrêmement basses (à la limite fréquence nulle : champ statique). Mais il est certain que la désignation la plus logique est la suivante : Ondes kilométriques, hectométriques etc., centimétriques, millimétriques. Cependant, des expressions très variées, ont été employées pour caractériser la région comprise entre le décimètre

et le millimètre environ : *Ultrahertzien, microondes, hyperfréquences.* Si ce dernier terme est surtout utilisé par les techniciens du Radar, la plupart des auteurs anglosaxons étudiant la structure moléculaire emploient le mot « microwave ». Nous avons préféré (par analogie avec ultraviolet et ultrason) désigner ce domaine par ultrahertzien. On peut alors désigner par hertzien la gamme 1000 m — 100 cm et par infrahertzien la gamme supérieure au kilomètre.

Quelle que soit la région examinée, on peut définir la position dans le spectre de trois façons différentes :

a. Par *la longueur d'onde* λ (exprimée en Km, Hm, Dm, m, dm, cm, mm).

b. Par *la fréquence* $\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3.10^{10}}{\lambda}$.

λ étant exprimé en cm;

ν en cycles par seconde (c : s) ou hertz (Hz) ou encore en kilocycles par seconde (kc : s) ou kilohertz (kHz) ou encore Mégacycles par seconde (Mc : s) ou Mégahertz (MHz).

c. Par *le nombre d'ondes par cm* $\nu^* = \frac{1}{\lambda}$;

λ étant exprimé en cm, ν^* en cm^{-1}.

Le Tableau I donne quelques valeurs caractéristiques qu'il sera commode d'utiliser au cours de cet exposé :

TABLEAU I.

		λ.	ν.	ν^*.
Infrahertzien	Ondes kilométriques	10 000^{km}	30 c : s	0,000 000 001 cm^{-1}
		1 000	300	0,000 000 01
		100	3 Kc : s	0,000 000 1
		10	30	0,000 001
		1	–	–
Hertzien	Ondes hectométriques	1 000^{m}	300	0,000 01
		300	1000	0,000 033
		100	3 Mc : s	0,000 1
	Ondes décamétriques	100	–	–
		30	10	0,000 33
		10	30	0,001
	Ondes métriques	10	–	–
		3	100	0,003 3
		1	300	0,01
Ultrahertzien	Ondes décimétriques	1	–	–
		0,30	1 000	0,033 3
		0,10	–	–
	Ondes centimétriques	0,10	3 000	0,1
		0,03	10 000	0,333 3
		0,01	30 000	1
	Ondes millimétriques	0,01	–	–
		0,001	300 000	10
Infrarouge	Infrarouge lointain	100μ	3 000 000	100
	» moyen	10	30 000 000	1 000
	» proche	1	300 000 000	10 000

L'étude du spectre va consister à déterminer les variations de la constante diélectrique et de l'absorption en fonction de la fréquence [1].

12. BANDES D'ABSORPTION ET MOMENTS ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE.

La quasi-totalité des bandes d'absorption (et notamment, pour l'ultrahertzien, les bandes de Debye, les bandes de rotation et les bandes d'inversion de Dennison que nous étudierons plus loin) sont *liées à la variation du moment dipolaire électrique et ne peuvent donc apparaître que pour les molécules polaires* (Rappelons qu'une molécule telle que ClH, ICl, CH_3Cl, NH_3, etc., polaire, peut être assimilée à deux charges $+e$ et $-e$, distantes de l; le moment électrique de cette molécule est $\mu = el$). Pour une molécule non polaire H_2 ou N_2, pour laquelle le centre des charges positives coïncide avec le centre des charges négatives, *le moment électrique est nul et l'on ne doit pas observer d'absorption dans l'infrarouge ou l'ultrahertzien.*

Cependant, Van Vleck [S. U. H. 118], utilisant les données expérimentales de Beringer [S. U. H. 11] a montré qu'une absorption pouvait être prévue pour la molécule O_2, non polaire, donc de moment *électrique* nul; cette *absorption s'explique par l'existence d'un moment dipolaire magnétique* lié aux propriétés paramagnétiques de la molécule d'oxygène.

Dans le même ordre d'idées, rappelons que le *noyau de l'atome* n'a pas de moment dipolaire; mais on doit lui attribuer *un moment quadrupolaire élec-*

(1) On a également étudié les variations en fonction de ν, de μ' et μ'' (perméabilité $\bar{\mu} = \mu' - j\mu''$) pour les ondes ultrahertziennes (para et ferromagnétiques); nous laisserons de côté cette question.

trique (un quadrupôle peut être schématisé par 4 charges $+e, -e, +e, -e$ convenablement disposées). Nous verrons que ce moment quadrupolaire électrique intervient dans la structure hyperfine des bandes ultrahertziennes et qu'il est lié au spin du noyau.

13. LES DIVERS TYPES DE BANDES D'ABSORPTION INFRAHERTZIENNE, HERTZIENNE OU ULTRAHERTZIENNE.

On a été conduit à distinguer 4 types de bandes d'absorption.

Bandes de Debye » *de rotation* » *d'inversion de Dennison*	Bandes dipolaires *électriques*
Bandes dipolaires magnétiques de Van Vleck	Bandes dipolaires *magnétiques*

Ce sont ces quatre types de bandes que nous allons étudier successivement dans les chapitres suivants. Mais nous croyons devoir noter que la découverte d'un autre type de bande n'est pas absolument exclu (³).

14. RÉSUMÉ DES QUESTIONS QUI VONT ÊTRE DÉVELOPPÉES DANS LES CHAPITRES SUIVANTS.

INFRAHERTZIEN, HERTZIEN (ULTRAHERTZIEN).	ULTRAHERTZIEN.		
BANDES DIPOLAIRES ÉLECTRIQUES.	BANDES DIPOLAIRES ÉLECTRIQUES.		BANDES DIPOLAIRES MAGNÉTIQUES.
Bandes de Debye.	Bandes de rotation.	Bandes d'inversion de Dennison.	Bandes dipolaires magnétiques de van Vleck.
	Structure fine liée aux nombres quantiques rotationnels J et K Structure isotopique Structure hyperfine liée au moment quadrupolaire du noyau Effets Stark et Zeeman		
Liquides et solides Très large Pas de structure	Gaz et vapeurs Largeur spectrale faible Structure		

2. BANDES DE DEBYE.

La bande de Debye, propre aux liquides et aux solides, se caractérise par le fait qu'elle est *extrêmement large* : Elle peut s'étaler entre $\lambda =$ quelques kilomètres et $\lambda =$ quelques mètres (souvent même plus bas, dans la gamme des ondes décimétriques et centimétriques).

Les figures 1 et 2 montrent l'allure de la bande de Debye pour une huile de transformateur (à — 20°C et + 20°C, d'après Rieche, *Z Physik*, 1935, 95, p. 158; (l'absorption considérable vers les basses fréquences est due à la conductibilité ionique et non à la bande de Debye) et pour l'alcool propylique (d'après Abadie, *Thèse*, Paris, 1936) (²).

En général, la bande de Debye est *unique dans tout le spectre*; notons cependant que, dans certains cas particuliers, Girard et Abadie (SD 23) ont décelé deux composantes dont la séparation est, à vrai dire, peu marquée.

L'existence de la bande de Debye a été interprétée par cet auteur de la façon suivante : Lorsqu'une molécule est placée dans un champ électrique alternatif de fréquence suffisamment basse, elle tend à s'orienter dans ce champ et suit ses variations. Mais quand la fréquence s'élève suffisamment, la molécule, freinée par la viscosité du milieu, ne peut plus suivre les variations trop rapides du champ. A ce freinage correspond une absorption d'énergie, donc une bande d'absorption ayant son maximum pour une fréquence qui dépend de la viscosité du milieu et de la température. Nous ne développerons pas plus avant cette

(²) Rappelons qu'au maximum de la courbe $\varepsilon'' = f(\nu)$ correspond un point d'inflexion de la courbe $\varepsilon' = f(\nu)$ relative à la constante diélectrique [LS 6]; mais on ne doit pas oublier que si l'on définit l'absorption non par ε'' mais par $tg\,\delta$ ou par χ, la position du maximum d'absorption ne coïncide pas avec la position spectrale de l'inflexion, de par la définition même de $tg\,\delta$ et de χ.

(³) En ce qui concerne les « bandes étroites » [LS 6] que de nombreux auteurs crurent observer entre 1910 et 1930, en ondes métriques ou décimétriques *amorties*, leur existence est très douteuse; malgré tout, nous ne sommes pas absolument persuadés que cette étude des ondes amorties doive être définitivement abandonnée : Il n'est pas certain que le mécanisme de l'action des ondes amorties — ou des impulsions — sur les molécules soit identique à celui des ondes sinusoïdales de même fréquence.

théorie classique que l'on trouvera exposée dans diverses publications (LS. 2; LS. 4; LS .5; LS. 6].

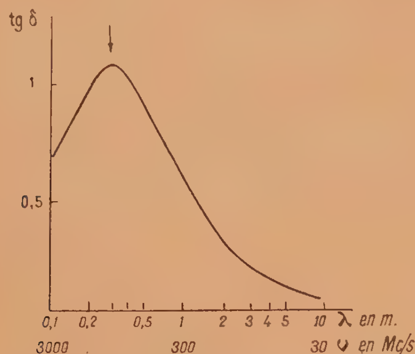


Fig. 1. — Bande de Debye de l'alcool propylique (d'après Abadie).

La théorie de Debye a été perfectionnée par F. Perrin (*J. Physique*, 1934, 7, p. 497), par Debye lui même (*Physik. Z.* 1935, 36, p. 100) et par Fowler (*Proc. Roy. Soc.* 1935, 149, p. 1). Mais c'est à Onsager

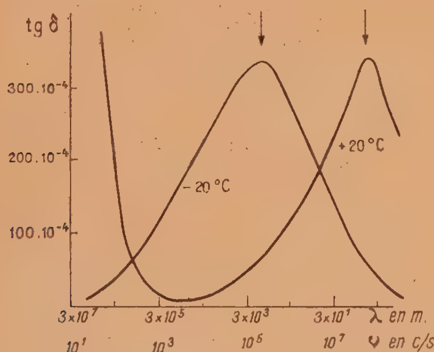


Fig. 2. — Bande de Debye d'une huile de transformateur (d'après Rieche).

(*J. Amer. Chem. Soc.*, 1936, 58, p. 1486) et à Bauer [SD. 2, 3, 4, 5, 37] que l'on doit les théories les plus satisfaisantes qui tendent à supplanter aujourd'hui l'ancienne théorie de Debye (notons cependant que Frank [SD. 17, SD. 18] fait des réserves à ce sujet).

Voir à ce sujet la 3

Remarque : Bande de Debye de l'eau liquide et bande rotationnelle de l'eau vapeur.

La théorie de Debye laisse prévoir, pour l'eau *liquide*, une bande de Debye très large dont le maximum est situé vers $\lambda = 1$ cm. *On se gardera de con- cette bande de Debye relative à l'eau liquide avec de rotationnelle* $5_{-1} \rightarrow 6_{-5}$ *relative à l'eau vapeur* is étudierons au paragraphe 33.

nde de Debye de l'eau liquide explique nt l'absorption par la pluie des ondes centi- u Radar, alors que la bande de *rotation* rend compte de l'absorption par la *vapeur* d'eau atmosphérique.

Voir à ce sujet : Goudet et Voge, *Ann. Télécommunications*, 1948.

3. BANDES DE ROTATION.

L'existence des bandes de rotation pure a été reconnue et étudiée depuis longtemps dans l'infrarouge lointain (LS. 8); mais ce n'est qu'à la suite de recherches sur la propagation des ondes centimétriques en vue du Radar que l'on a reconnu la possibilité d'observer des bandes de rotation dans le spectre ultrahertzien. C'est notamment à leur existence que sont dues les difficultés du Radar sur 1 cm : Absorption par la bande $5_{-1} \rightarrow 6_{-5}$ de la vapeur d'eau. Mais, si ces bandes constituent une gêne pour le technicien Radar, elles sont au contraire extrêmement précieuses pour le Chimiste : C'est grâce à leur existence que l'on peut effectuer des analyses chimiques à l'aide des ondes centimétriques.

Nous sommes donc conduits, pour expliquer l'existence de bandes de rotation dans l'ultrahertzien, à donner un bref aperçu de la théorie générale des spectres de rotation pure. On trouvera d'ailleurs dans le très remarquable livre de Herzberg [LS. 7] un exposé plus complet qui se rapporte, il est vrai, aux spectres infrarouge et Raman; nous nous placerons, au contraire, au point de vue de l'ultrahertzien.

31. SPECTRE DE ROTATION D'UNE MOLÉCULE LINÉAIRE.

Exemple : ClH; ICl; HC ≡ CH.

311. Détermination de la position des bandes. — 3111. Spectre de rotation pure des molécules linéaires dans l'infrarouge lointain : Cas de ClH. — Nous restreindrons le problème général

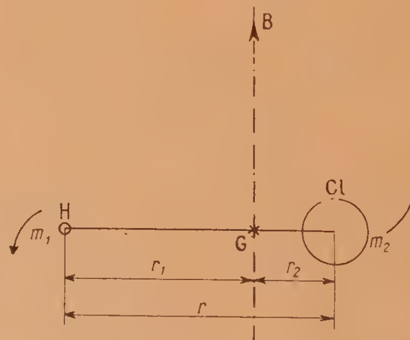


Fig. 3. — Rotateur ClH.

des molécules linéaires X-Y-Z, à celui de la molécule diatomique ClH et nous ne parlerons que du spectre infrarouge, sans traiter la question du spectre Raman.

L'expérience montre que le *spectre rotationnel de la molécule* ClH (vapeur) est formé de bandes

situées dans l'*infrarouge lointain*, bandes sensiblement équidistantes et séparées de 20,5 cm^{-1} environ; 20 environ, 41 environ; 62 environ; 83,03; 103 environ; 124, 30; 145,03; 16[illegible],51; 185,86; 206,38; 226,50 etc. cm^{-1}.

La mécanique ondulatoire rend compte de l'existence de ces bandes de la façon suivante : Le rotateur ClH, formé de deux masses m_1 et m_2 distantes

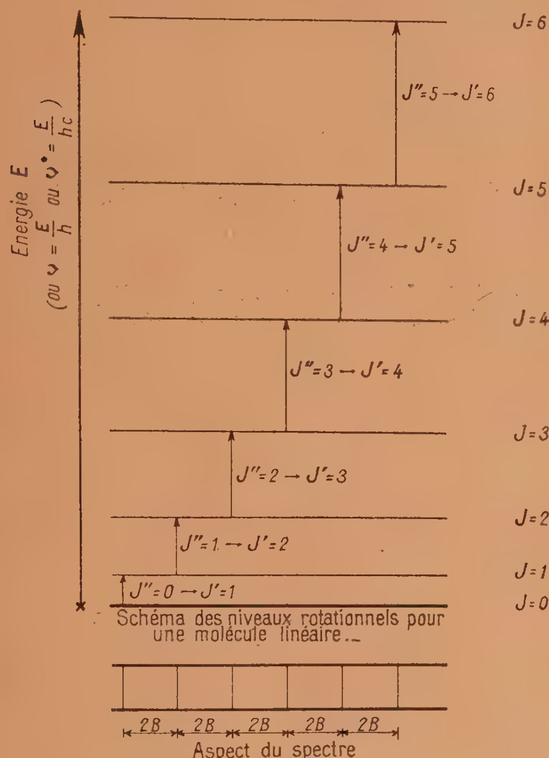


Fig. 4.

de r_1 et r_2 du centre de gravité G de la molécule, a pour moment d'inertie par rapport à l'axe de rotation B :

$$I_B = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 = \mu r^2$$

en posant

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}, \qquad r = r_1 + r_2.$$

La résolution de l'équation de Schrödinger du rotateur montre que l'énergie E (J) correspondant à un niveau J déterminé est :

$$E(J) = \frac{h^2}{8\pi^2 I_B} J(J+1) \qquad (h, \text{ const. de Planck}),$$

où le *nombre quantique rotationnel* J peut prendre les valeurs 0, 1, 2, ...

Les divers niveaux d'énergie correspondants sont représentés sur la figure 4. La distance des niveaux $J = 0$, $J = 1$, $J = 2$, $J = 3$, etc. varie donc comme $J(J+1)$ c'est-à-dire 0, 2, 6, 12 etc. L'apparition d'une bande d'absorption résulte du saut d'un niveau J'' à un niveau J' plus élevé correspondants respectivement à des énergies E'' et E'.

D'après la relation $E = h\nu$, le nombre d'ondes par centimètre d'une bande quelconque est donc donné par l'expression générale

$$\nu^* = \frac{E' - E''}{hc} = \frac{h}{8\pi^2 c I_B}[J'(J'+1) - J''(J''+1)].$$

Mais la mécanique ondulatoire impose en outre une règle de *sélection* : *Un saut ne peut se produire que d'un niveau au niveau immédiatement supérieur* ce qui s'exprime par

$$J' = J'' + 1 \quad \text{(en absorption)}$$

(ex. : $J'' = 0 \rightarrow J' = 1$ ou $J'' = 1 \rightarrow J' = 2$, ...).

Par suite, en remplaçant J' par $J'' + 1$ dans l'expression précédente, on a

$$\nu^* = \frac{h}{8\pi^2 c I_B} 2(J'' + 1)$$

et, en posant désormais

$$J = J'' \qquad \text{et} \qquad B = \frac{h}{8\pi^2 c I_B} = \frac{27{,}994 \cdot 10^{-40}}{I_B},$$

$$\boxed{\nu^* = 2B(J+1),}$$

ce qui correspond aux données de l'expérience pour $2B = 20{,}5$ cm^{-1} si l'on prend successivement $J = 0$, $J = 1$, $J = 2$ etc. On voit d'ailleurs que ceci *permet de déterminer le moment d'inertie* $I_B = \frac{h}{8\pi^2 c B}$ et la *distance entre atomes* $r = \left(\frac{I_B}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}}$, deux données précieuses sur la molécule étudiée.

Remarque. — La théorie précédente suppose que la molécule est rigide et ne se déforme pas lors de la rotation; l'introduction dans le calcul de cette *influence de la force centrifuge* introduit un terme correctif, très faible d'ailleurs, que confirme l'expérience :

$$\nu^* = 2B(J+1) - 4D(J+1)^3.$$

3112. Spectre de rotation pure des molécules linéaires dans l'ultrahertzien : Cas de ICl (chlorure d'iode). — La formule $\nu^* = 2B(J+1)$ appliquée à la molécule ClH vient de nous montrer que les bandes de rotation de cette molécule se trouvent vers 20 cm^{-1}, 41 etc., c'est-à-dire dans l'infrarouge lointain. Mais si l'on utilise cette formule pour une *molécule de grand moment d'inertie*, I_B est grand, donc $B = \frac{h}{8\pi^2 c I_B}$ est petit. Par suite, ν^* est très faible et *la bande se trouve dans l'ultrahertzien*. C'est ainsi que pour le chlorure d'iode ICl, le calcul montre que *la bande* $J'' = 0 \rightarrow J' = 1$ doit se trouver

vers $\lambda = 4{,}35$ cm :

$$\nu^* = 2B(J+1) = \frac{2h}{8\pi^2 c \dfrac{M_1 M_2}{M_1+M_2} \dfrac{1}{N} r^2}(J+1)$$

$$\# \frac{56.10^{-40}}{\left(\dfrac{35\times 127}{127+35}\right)\dfrac{1}{6{,}06.10^{23}}\,2{,}32.2{,}32.10^{-16}}(J+1),$$

$J = J'' = 0$, $\nu^* = 0{,}2297\ \text{cm}^{-1}$, soit $\lambda = 4{,}35$ cm.

C'est ce que les expériences de Weidner (S. U. H. 128, 129) ont confirmé. C'est là un premier exemple simple de l'identité d'origine des bandes rotationnelles infrarouges et de certaines bandes de l'ultrahertzien.

3113. Structure isotopique des bandes rotationnelles de ICl. — Weidner a montré également que ICl présente des *bandes différentes* pour ICl^{35} et ICl^{37} : respectivement 6980 et 6684 Mc : s. Cet effet isotopique sera étudié plus longuement à propos des molécules du type toupie symétrique (§ 322); en effet Weidner a rencontré ici une certaine complication du phénomène due à la structure hyperfine.

3114. Structure hyperfine des bandes rotationnelles de ICl liée au moment quadrupolaire du noyau. — L'existence d'une structure hyperfine des bandes de ICl liée au moment quadrupolaire du noyau a été mise en évidence par Townes (article à paraître) et par Weidner (S. U. H. 129). Cet effet sera également étudié à propos des molécules du type toupie symétrique (§ 323).

3115. Effet Stark des bandes de rotation de la molécule linéaire OCS. — L'effet Stark a été observé par Dakin, Good et Coles (S. U. H. 34) pour la molécule linéaire OCS; cette molécule possède en effet une bande ultrahertzienne à 24 320 Mc : s provenant du saut $J'' = 1 \rightarrow J' = 2$; cette bande, sous l'influence d'un champ voisin de 1000 v : cm, se dédouble par effet Stark. Ce dédoublement est proportionnel au carré du moment dipolaire μ de la molécule et au carré du champ électrique E;

$$\Delta\nu = \left(\frac{3}{20} - \frac{1}{84}\right)\frac{8\pi^2 I_B}{\eta^3}\mu^2 E^2 \quad \text{c : s.}$$

L'effet est de l'ordre de 4 Mc : s pour $E = 1070$ V: cm (*fig. 4 bis*).

Bien qu'il n'ait pas encore été signalé, il est probable que le même effet doit exister pour la molécule ICl (*Voir* également les § 324 et 45).

312. **Intensité des bandes.** — La mécanique ondulatoire permet non seulement, comme nous venons de le voir, de déterminer la position des bandes, mais elle permet également de *prévoir leur intensité*. Celle-ci se déduit des nombres $N_{J'}$ et $N_{J''}$ de molécules peuplant les deux niveaux rotationnels J' et J'' correspondant à la bande : Pour un niveau J donné on obtient l'expression

$$N_J = g_J\, e^{-\left[F(J)\,\frac{hc}{kT}\right]},$$

g_J étant le *poids statistique* du niveau J (h et k constantes de Planck et Boltzmann; c vitesse de la lumière; T température absolue).

Cette notion fondamentale de poids statistique d'un niveau est liée :

a. Aux *propriétés de symétrie* de la fonction propre ψ de l'équation de Schrödinger du rotateur; *b.* Aux *spins des noyaux* des atomes composant la molécule.

a. Propriétés de symétrie : Pour un niveau donné, on peut introduire deux considérations de symétrie :

Dans le *cas général d'une molécule linéaire quelconque* (exemple X-Y-Z-T) un niveau J donné sera positif (+) ou négatif (—) suivant que la fonction ψ reste inchangée ou change de signe par réflexion de toutes les particules par rapport à l'origine des coordonnées.

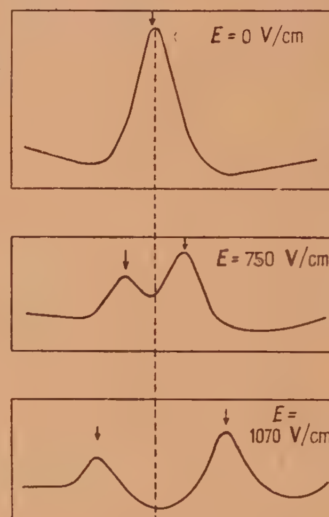


Fig. 4 *bis*. — Effet Stark de la raie $J'' = 1 \rightarrow J' = 2$ à 24320 Mc : s de la molécule linéaire OCS.

En outre, dans le *cas particulier d'une molécule linéaire symétrique* (exemple Y-X-Y) le niveau J est symétrique (s) ou antisymétrique (a) selon que le fonction ψ reste inchangée ou change de signe par échange des noyaux identiques.

Par conséquent, chaque niveau J sera donc toujours caractérisé par + ou —; de plus, pour les molécules symétriques, par s ou a [4]. Le poids statistique g_J dépend de ces caractères de symétrie.

b. Spin nucléaire I. Mais le poids statistique g_J dépend aussi des spins I_X, I_Y I_Z, I_T etc., des noyaux X, Y, Z, T etc., de la molécule. En effet, si, en première approximation, nous avons considéré jusqu'ici que la molécule linéaire tournait autour de son centre de gravité (nombre quantique rotationnel J), il faut en outre *composer, avec ce mouvement, le mouvement de rotation de chacun des noyaux sur lui-même.* A ce

[4] On montre que pour donner naissance à une bande infrarouge, un niveau + se combine avec un niveau — mais qu'une combinaison + + ou — — est interdite (ceci s'accorde avec la règle de sélection $J' = J'' + 1$).

mouvement de rotation du noyau sur lui-même *correspond le nombre quantique de spin nucléaire I* (⁵).

C'est ainsi que les noyaux des atomes de carbone et d'oxygène ont pour spin nucléaire 0, celui d'hydrogène 1/2, celui de chlore 3/2, etc. Etant donné que le *le spin nucléaire intervient non seulement dans l'intensité des bandes mais également dans leur structure hyperfine* (*voir* § 323 et 44) on comprend que le spectre ultrahertzien fournit un *moyen de choix pour la détermination de I*, concurremment aux méthodes spectrales atomiques ou à la méthode de Rabi.

Exemples : Pour une *molécule linéaire non symétrique telle que* ClH (ou CNH), on montre que le poids statistique g_J d'un niveau J est donné par $(2J+1) \cdot (2I_{Cl}+1) \cdot (2I_H+1)$; et comme le facteur $(2I_{Cl}+1)$, $(2I_H+1)$ est constant pour tous les niveaux, il revient au même d'écrire :

$$g_J = (2J+1).$$

Par suite, on est conduit à calculer le nombre de molécules N_J peuplant un niveau J donné, par l'expression

$$N_J = (2J+1)\, e^{-BJ(J+1)\frac{hc}{kT}}, \qquad B = \frac{h}{8\pi^2 c I_B}.$$

Pour une *molécule linéaire symétrique telle que* CO_2 où les spins nucléaires I_C et I_O sont nuls, on montre que tous les niveaux impairs sont absents ($N_J = 0$).

Par contre, *pour une molécule linéaire symétrique telle que* $HC \equiv CH$ où $I_H = 1/2$, on montre que, selon la statistique de Bose, le rapport des poids statistiques des niveaux symétriques (pairs) et antisymétriques (impairs) est

$$\frac{I}{I+1} = \frac{\frac{1}{2}}{\frac{1}{2}+1} = \frac{1}{3}.$$

32. SPECTRE DE ROTATION D'UNE MOLÉCULE DU TYPE TOUPIE SYMÉTRIQUE.

Exemple : CH_3Cl; NH_3 etc.

321. Détermination de la position des bandes. — Dans ce qui suit, nous nous limiterons à l'interprétation de la *position* des bandes et délaisserons l'étude de leur intensité (qui se fait dans le même sens que celui que nous venons de voir pour les molécules linéaires; voir à ce sujet Herzberg (LS. 7].

D'autre part, nous insisterons surtout sur la molécule CH_3Cl, prise comme exemple typique. Le cas de la molécule NH_3 (qui est aussi du type toupie symétrique) sera étudié seulement au chapitre 4. En effet, le spectre de rotation de NH_3 se trouve dans l'infrarouge; et si ce composé absorbe dans l'ultrahertzien, c'est par suite d'un effet totalement différent : le phénomène d'inversion; cependant (*voir* § 42) l'effet de la rotation vient se superposer au phénomène d'inversion en tant qu'effet du second ordre.

(⁵) Ne pas confondre le nombre quantique I et le moment d'inertie I_B.

3211. Iʳᵉ APPROXIMATION. LA MOLÉCULE TOUPIE SYMÉTRIQUE EST SUPPOSÉE RIGIDE. — La position des bandes de CH_3Cl se détermine selon la mécanique de la *toupie symétrique* : *Mouvement de nutation autour d'un axe fixe passant par le centre de gravité* G *de la molécule.* On sait que l'on doit attribuer à cette « toupie » 3 moments d'inertie dont deux sont d'ailleurs identiques : l'un I_A se rapporte à la direction C-Cl; les deux autres I_B et I_B se rapportent à 2 axes rectangulaires, perpendiculaires à cette direction C-Cl (*fig.* 5).

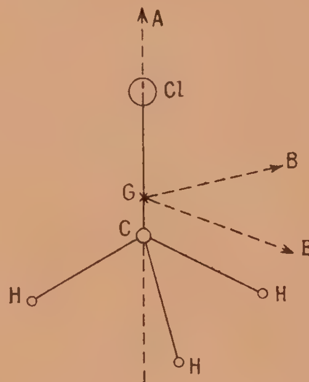


Fig. 5. — Molécule CH_3Cl.

Dans le cas d'une molécule linéaire, nous avions pu définir le mouvement par le seul nombre quantique J. Ici, *deux nombres quantiques interviennent, que l'on désigne par J et K.*

L'énergie E (J, K), correspondant à un niveau déterminé dépendra de ces deux nombres quantiques J et K et l'on établit la formule :

$$E(J, K) = hc\{B[J(J+1)] + (A-B)K^2\},$$

où

$$B = \frac{h}{8\pi^2 c I_B}, \qquad A = \frac{h}{8\pi^2 c I_A}.$$

Par suite, le nombre d'ondes d'une bande quelconque est donné par l'expression générale

$$\nu^\star = \frac{E' - E''}{hc} = B[J'(J'+1) - J''(J''+1)] + (A-B)(K'^2 - K''^2).$$

La mécanique ondulatoire impose en outre, pour l'absorption, les règles de *sélection*

$$J' = J'' + 1, \qquad K' = K''.$$

Par suite, pour la molécule du type toupie symétrique *supposée rigide* (indéformable) on obtient, en posant désormais $J = J''$

$$\boxed{\nu^\star = 2B(J+1),}$$

c'est-à-dire une expression identique à celle que nous avons obtenue pour la molécule linéaire; par suite

le schéma de niveaux sera également *représenté par la figure* 4. En *première approximation* (molécule indéformable) *le spectre de rotation de la molécule* CH_3Cl *est donc formé de bandes équidistantes* dont on détermine aisément la position en calculant $B = \frac{h}{8\pi^2 c I_B}$, I_B se déduisant des masses des atomes et de leurs distances (en pratique on suit d'ailleurs l'ordre inverse : on déduit I_B et $r = \left(\frac{I_B}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}}$ de la position des bandes donnée par l'expérience.

Pour montrer que les bandes rotationnelles de CH_3 Cl se trouvent bien dans l'ultrahertzien, faisons le calcul *approché* suivant : négligeons la masse des atomes H devant celle de C et de Cl et prenons r (C-Cl) = 1,8 Å.

$$\nu^* = 2B(J+1) \# \frac{56.10^{-40}}{\frac{12 \times 35}{12+35} \frac{1}{6{,}06.10^{23}} 1{,}8.1{,}8.10^{-16}} (J+1)$$

$$\# \; 1{,}172(J+1) \quad \text{cm}^{-1}.$$

Si nous considérons la bande $J'' = 0 \rightarrow J' = 1$ (donc $J = J'' = 0$) on a

$$\nu^* = 1{,}172 \text{ cm}^{-1},$$

soit

$$\lambda = 0{,}85 \text{ cm}, \qquad \nu = 35\,160 \text{ Mc : s.}$$

C'est donc bien une bande située dans l'ultrahertzien. L'expérience donne d'ailleurs [S. U. H. 54] 26 000 Mc : s environ, valeur que nous aurions obtenue par un calcul complet tenant compte des atomes d'hydrogène au lieu de ramener, comme nous l'avons fait, le cas de CH_3 Cl à celui d'une molécule linéaire.

3212. La molécule toupie symétrique n'est pas rigide mais subit, en réalité, une déformation du fait de la force centrifuge. — Comme pour les molécules linéaires, l'expression de ν^* devient plus compliquée quand on tient compte de la déformation de la molécule par la force centrifuge qui résulte de sa rotation. En posant $J'' = J$ on obtient l'expression générale :

$$\nu^* = 2B(J+1) - 2D_{KJ}K^2(J+1) - 4D_J(J+1)^3$$

(D_{KJ} et D_J sont fonction de A et B; leur valeur est faible). Ici ν^* est donc fonction non plus seulement de J mais également de K : Au lieu d'avoir une série de niveaux J équidistants, comme dans l'hypothèse de la molécule rigide, on a la structure suivante : Le niveau $J = 0$ a une seule composante ($K = 0$); le niveau $J = 1$ a deux composantes ($K = 0$ et $K = 1$) le niveau $J = 2$ a trois composantes ($K = 0$, $K = 1$ et $K = 2$) etc.; c'est ce que représente la figure 6.

(Le signe $\prec$ pour les divers niveaux K indique que ces niveaux sont *dégénérés* dans le cas de la toupie *symétrique*. Nous verrons (§ 33) que cette dégénérescence est supprimée pour une molécule toupie *asymétrique* et il en résultera un plus grand nombre de niveaux (*voir fig.* 8). Ajoutons que, même pour une molécule toupie symétrique, la dégénérescence peut être supprimée par l'action d'un champ extérieur (§ 324 et 45).

Remarque : Cas de la molécule NH_3. *Pour la molécule* NH_3, *les bandes de rotation se trouvent dans l'infrarouge lointain* comme le montre la formule expérimentale.

$$\nu^* = 19{,}890\,(J+1) - 0{,}00178\,(J+1)^3$$

(l'expérience ne permet pas de mettre en évidence dans l'infrarouge le terme en K^2 $(J + 1)$, trop faible).

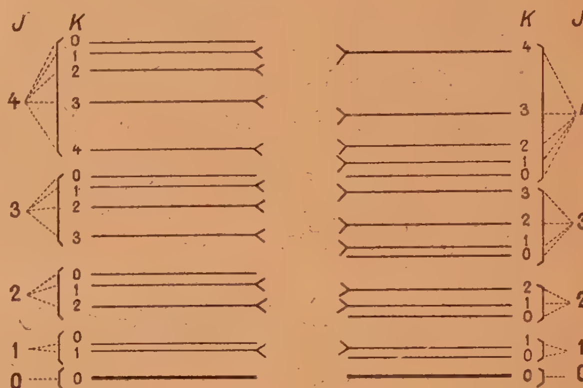


Fig. 6. — Niveaux d'énergie rotationnelle des molécules toupie symétrique (déformées par force centrifuge).

A gauche : Cas d'une molécule aplatie (exemple : BCl_3) $I_A > I_B$; *A droite* : Cas d'une molécule allongée (exemple : CH_3 Cl) $I_A < I_B$

(d'après Herzberg).

Pour $J = 0$, ν^* est donc voisin de 20 cm⁻¹ c'est-à-dire 500 μ. Comme nous l'avons déjà dit, *cet effet rotationnel est différent du phénomène d'inversion* que nous étudierons au chapitre 4.

322. **Structure isotopique des bandes de rotation.** — En examinant (vers 26 000 Mc : s) le spectre ultrahertzien de CH_3Cl, Gordy, Simmons, Smith [S. U. H. 54] ont montré (*fig.* 7) qu'au lieu d'observer une seule bande $J'' = 0 \rightarrow J' = 1$, on note une *structure isotopique* : 26 175 et 26 565 Mc : s (soit 0,8725 et 0,8855 cm^{-1}). Elle est *due à l'existence des deux isotopes du chlore* : Cl^{35} et Cl^{37}.

En effet, ceci résulte immédiatement des expressions :

$$\nu^{*35} = \frac{2h}{8\pi^2 c \frac{35 \times 12}{35+12} \frac{1}{N} r^2} (J+1),$$

$$\nu^{*37} = \frac{2h}{8\pi^2 c \frac{37 \times 12}{37+12} \frac{1}{N} r^2} (J+1)$$

(en utilisant encore le calcul approché qui néglige les atomes d'hydrogène de CH_3Cl). On déduit de là :

$$\frac{\nu^{*35}}{\nu^{*37}} \text{ calc.} = 0{,}986,$$

alors que

$$\frac{\nu^{*35}}{\nu^{*37}} \text{ obs.} = 0{,}985.$$

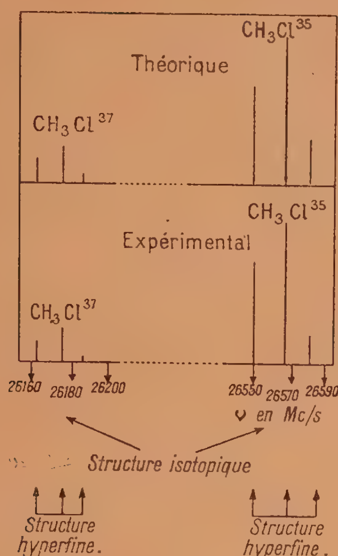


Fig. 7
(d'après Gordy, Simmons, Smith).

Ceci justifie donc l'interprétation par effet isotopique des deux composantes 26 175 et 26 565 Mc : s.

323. **Structure hyperfine des bandes de rotation (liée au moment quadrupolaire des noyaux).** — On a pu mettre en évidence non seulement cette structure isotopique, mais, grâce aux ingénieuses techniques utilisées (*cf.* première partie), une structure hyperfine que l'on peut voir sur la figure 7. La bande 26 175 (Cl^{37}) présente, de part et d'autre, une composante hyperfine à 26 165 et 26 185 environ; de même 26 565 (Cl^{35}) a deux composantes hyperfines 26 550 et 26 580 environ.

Cette structure hyperfine s'interprète comme suit; Nous avons vu (§ 12) que si l'on affecte à la molécule un moment dipolaire électrique, on doit attribuer également, *aux noyaux des atomes* composants la molécule, un moment, d'ailleurs plus petit, le *moment quadrupolaire électrique Q* (6). *L'interaction entre ce moment quadrupolaire électrique nucléaire et le champ électrique des autres charges contenues dans la molécule a pour effet de décomposer les niveaux rotationnels et fait donc apparaître la structure hyperfine.*

Comme nous le verrons au paragraphe 44 pour la molécule NH_3 (qui a été plus étudiée, théoriquement et expérimentalement que CH_3Cl), le déplacement hyperfin $\Delta\nu$ est *proportionnel au moment quadrupolaire Q et fonction des nombres quantiques J* et *K*, *ainsi que du nombre quantique de spin nucléaire I.* On conçoit d'ailleurs que le problème se complique lorsque la molécule renferme plusieurs noyaux d'atome ayant tous un spin nucléaire différent de zéro; cette question a été étudiée théoriquement par Bardeen et Townes (S. U. H. 5; S. U. H. 6) pour les molécules BrCN et ClCN.

324. **Effet Stark et effet Zeeman des raies de rotation.** — Les effets Stark et Zeeman ont été mis en évidence pour les raies de rotation du spectre d'inversion de NH_3 (*voir* 45); bien qu'ils ne semblent pas avoir encore été observés, ces effets doivent exister pour CH_3Cl.

33. SPECTRE DE ROTATION D'UNE MOLÉCULE DU TYPE TOUPIE ASYMÉTRIQUE.

Exemple : H_2O, C_2H_4 etc.

Ici encore nous nous limiterons à l'interprétation de la *position* des bandes, en délaissant l'étude de leur intensité (sur ce sujet *voir* Herzberg LS 7); nous ne donnerons d'ailleurs, en ce qui concerne cette position des bandes, que des notions succinctes relatives à ce cas complexe. En effet, nous nous fixerons pour seul but de rendre compte de *l'absorption par la vapeur d'eau atmosphérique* des ondes voisines de $\lambda = 1$ cm, absorption qui explique l'échec partiel du Radar dans cette région de l'ultrahertzien.

On sait que le mouvement d'une toupie asymétrique se ramène à l'étude du mouvement de « l'ellipsoïde d'énergie ». Le centre de cet ellipsoïde coïncide avec le centre de gravité de la molécule, l'ellipsoïde roulant sans glisser sur un plan fixe. C'est le cas d'une molécule du type toupie asymétrique telle que H_2O.

On doit introduire ici 3 *moments d'inertie* (et non plus 2 seulement comme pour la toupie symétrique) : I_A, I_B, I_C, par suite 3 constantes :

$$A = \frac{h}{8\pi^2 c I_A}, \qquad B = \frac{h}{8\pi^2 c I_B}, \qquad C = \frac{h}{8\pi^2 c I_C}.$$

L'expression de l'énergie d'un niveau J donné est alors plus complexe que précédemment. Wang a proposé :

$$E = hc\left\{\frac{1}{2}(B + C)\,J(J+1) + \left(A - \frac{B+C}{2}\right) W_\tau\right\},$$

alors que Ray préfère l'expression

$$E = hc\left\{\left(\frac{A+C}{2}\right) J(J+1) + \frac{A-C}{2} E_\tau\right\},$$

où W_τ et E_τ sont donnés par plusieurs équations de degré inférieur ou égal à $J - 1$.

Ajoutons que des formules approchées plus simples ont été proposées par Mecke pour des molécules faiblement asymétriques (*voir* Herzberg II, p. 48).

Etant donné la complexité du problème, nous nous contenterons de donner qualitativement le schéma des niveaux rotationnels de la molécule toupie *asymétrique* en montrant comment elle *dérive* du schéma de niveaux de la molécule toupie *symétrique* (*fig.* 8).

(6) C'est ainsi que Gordy, Smith, Simmons (SUH 54) ont calculé pour CH_3Cl^{35} et CH_3Cl^{37} respectivement

$$Q = -0{,}055.10^{-24} \text{ et } -0{,}045.10^{-24}$$

Rappelons que le moment électrique de CH_3Cl $\mu = 1{,}92.10^{-18}$.

Nous avions vu (*fig.* 6) que les niveaux des molécules toupie symétrique étaient caractérisés par les deux nombres quantiques J et K et que les niveaux K étaient dégénérés du fait de la symétrie (signe $\prec$). Pour une molécule *asymétrique, la dégénérescence est supprimée* et chacun des niveaux $K = 1$, $K = 2$, $K = 3$ etc., est remplacé par deux niveaux distincts (dédoublement du type K). *De ce fait, chaque niveau J présentera* $2J + 1$ composantes ($J = 0$, une composante; $J = 1$, trois composantes; $J = 2$, cinq composantes etc.). Mais il n'y a plus de nombre quantique ayant un sens physique qui permette de distinguer ces $2J + 1$ composantes d'un niveau J donné; c'est pourquoi on les distingue seulement par un indice τ (τ pouvant prendre les valeurs $-J, -J+1, -J+2$ etc. $+J$).

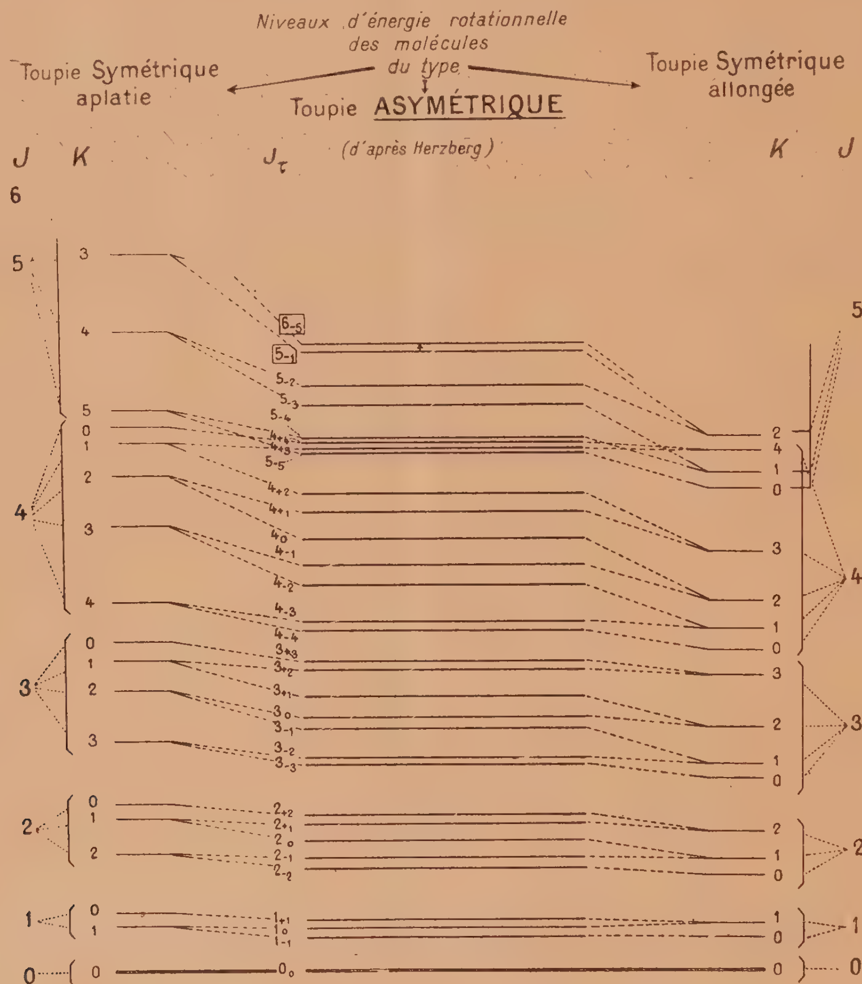


Fig. 8.

Au lieu de J, K, on adopte la notation J_τ. C'est ainsi que par exemple :

$J = 2$, $K = 0$ conduit à 2_{+2},

$J = 2$, $K = 1$ » 2_{+1} et 2_0,

$J = 2$, $K = 2$ » 2_{-1} et 2_{-2}.

Pour les niveaux supérieurs, on remarquera le chevauchement des niveaux; par exemple 4_{-4} et 4_{+3} sont placés au-dessus de 5_{-5} dans l'échelle des énergies.

Cas de la molécule d'eau (*vapeur*). Le schéma de la figure 8 peut être appliqué au cas de la molécule d'eau $\overset{\mathrm{O}}{\mathrm{H}\diagup\ \diagdown\mathrm{H}}$ du type toupie asymétrique. D'après ce schéma, de nombreuses bandes infrarouges ou ultrahertziennes peuvent donc apparaître par saut entre deux niveaux J_τ, à condition que ce saut respecte les règles de sélection; l'étude expérimentale du spectre infrarouge lointain de la vapeur d'eau avait confirmé cette conception. Mais, parmi ces sauts, il en est un particulièrement important qui se trouve dans l'ultrahertzien : Le saut $5_{-1} \rightarrow 6_{-5}$ que l'on voit sur la figure 8; le niveau 5_{-1} correspondant à 446,39 cm^{-1} et 6_{-5} correspondant à 447,17 cm^{-1}; *la bande correspondante de la vapeur d'eau sera donc située à*

$\nu^* = 0{,}78$ cm^{-1} soit $\lambda = 1{,}35$ cm (22 237 Mc : s). Or le calcul de son intensité (S. U. H. 8, 38, 75, 115) montre que cette bande est forte. Elle a été effectivement observée et interprétée lors des premières expériences sur le Radar 1 cm; son étude a été développée ultérieurement puis complétée par l'examen de HOD (bande à 22 309 Mc : s) [S.U. H. 115].

4. BANDES D'INVERSION DE DENNISON.

Exemple : NH_3.

41. PHÉNOMÈNE D'INVERSION.

Le phénomène d'inversion que nous allons étudier pour la molécule NH_3 n'est qu'un *cas particulier d'un phénomène plus général : L'existence, pour certaines molécules, de plusieurs minima d'énergie potentielle.*

Rappelons que, pour la majorité des molécules, la courbe U (r) reliant l'énergie potentielle de la molécule à la distance r des atomes présente un minimum et un seul (en première approximation la courbe U (r) est une parabole). Mais, pour certaines molécules particulières, la courbe U (r) présente au moins deux minima; en voici deux exemples typiques :

a. Les isomères cis-trans tels que



On sait que dans ce cas *on peut isoler* les deux formes isomères.

b. Les isomères optiques tels que les deux formes de AsClBrI où l'on peut encore *isoler* les deux formes isomères.

Le phénomène d'inversion de NH_3 se rattache au cas des isomères optiques par l'existence de deux

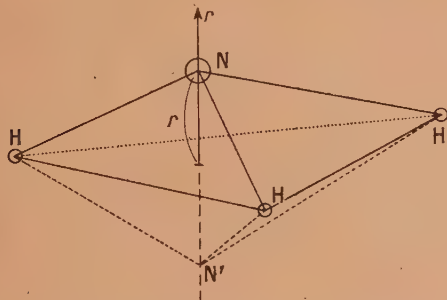


Fig. 9. — Les deux configurations de la molécule NH_3.

configurations possibles, symétriques par rapport à un plan. La molécule NH_3 est, en effet, pyramidale, la hauteur de la pyramide étant très faible (0,38 Å); par suite, *l'atome d'azote peut prendre deux positions symétriques par rapport au plan des atomes d'hydrogène* (*fig.* 9).

Comme nous allons le voir, c'est par l'existence de ces deux positions que s'interprète l'observation de la bande ultrahertzienne de NH_3 à 1,25 cm environ (0,8 cm^{-1}). L'existence de cette bande ayant été prévue théoriquement par Dennison, nous proposons de l'appeler bande d'inversion de Dennison (L. S. 3).

Précisons que si l'on peut séparer deux isomères optiques, *on ne peut séparer les deux configurations de la molécule* NH_3.

Pour rendre compte de la bande d'inversion nous allons maintenant représenter la courbe U (r) pour la molécule NH_3.

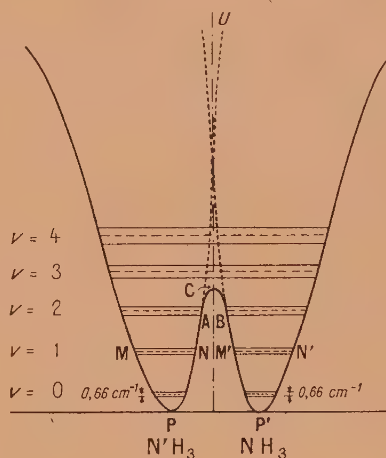


Fig. 10. — Courbe U (r) pour la molécule NH_3.

Elle est formée de deux portions de courbe ayant l'allure d'une parabole mais qui, au lieu de se séparer (pointillé) sont raccordées (suivant ACB). Si les deux portions de courbe étaient indépendantes, les niveaux de *vibration* de la molécule seraient représentés par les droites horizontales en pointillé. Ces droites correspondent aux divers niveaux $v = 0$, $v = 1$, $v = 2$ etc., pour un mode de *vibration* ν donné de la molécule. La mécanique ondulatoire montre que la perturbation créée par l'existence de la « barrière de potentiel ». ACB a *pour effet de dédoubler tous ces niveaux de vibration* [7].

Ce dédoublement augmente d'ailleurs rapidement avec v. Par exemple pour les vibrations $v_2\, \nu_2$, le spectre infrarouge donne :

$v_2 = 0$....	0,66 cm^{-1}	$v_2 = 2$....	312,5 cm^{-1}
$v_2 = 1$....	35,8 »	$v_2 = 3$....	480 »

Mais c'est le dédoublement du niveau fondamental

[7] La mécanique ondulatoire apporte en outre un fait fondamental que ne prévoyait pas la mécanique classique Selon cette dernière, une particule ne peut être que : soit dans la partie MPN de la courbe, soit dans la partie M' P' N'; selon la mécanique ondulatoire *la particule peut traverser la barrière de potentiel* ACB et passer de MPN à M' P' N' ou *viceversa.* C'est ce que l'on appelle *l'effet tunnel.* C'est grâce à cette possibilité que le phénomène d'inversion peut exister.

$v_2 = 0$ qui nous importe plus particulièrement pour l'ultrahertzien.



Fig. 11. — Dédoublement par inversion du niveau $v = 0$ de NH_3.

On montre en effet qu'un saut est permis par les règles de sélection entre les deux niveaux dédoublés — et + (*fig.* 11). *Ce saut, correspondant à* 0,66 *cm*$^{-1}$ *environ, soit* $\lambda = 1,5$ cm *doit donner naissance à une bande ultrahertzienne. Comme nous le verrons, c'est sensiblement la position de la bande de* NH_3 *observée pour la première fois en* 1934 *par Cleeton et Williams.* Ce fut le premier exemple de relation établie entre l'absorption infrarouge et l'absorption ultrahertzienne.

Remarque : Relation entre spectre de vibration, spectre de rotation et spectre d'inversion. — Pour préciser ce qui précède nous avons résumé dans la figure 12 les relations entre les données spectrales de l'infrarouge proche (spectre de vibration), de l'infrarouge lointain (spectre de rotation), de l'ultrahertzien (spectre d'inversion) pour la molécule NH_3.

Fig. 12. — Relations entre les spectres ultrahertzien, infra-rouge lointain, infra-rouge moyen et proche et la fréquence 0,66 cm^{-1} d'inversion de NH_3.

N. B. — Les valeurs portées en ordonnées correspondent aux nombres d'onde en cm^{-1}, mais les échelles n'ont pu être respectées.

Cette figure correspond, en la complétant, à la figure 11 (pour des renseignements plus détaillés, se reporter à Lecomte (LS. 8).

SPECTRE DE VIBRATION. — On sait [LS. 7 et LS. 8] que la molécule NH_3 présente *quatre modes fondamentaux de vibration* : ν_1 vers 3336 cm^{-1}; ν_2 vers 950 cm^{-1}; ν_3 vers 3450 cm^{-1}; ν_4 vers 1627 cm^{-1}. Les divers niveaux de vibration seront donc représentés par $v_1 \nu_1$, $v_2 \nu_2$, $v_3 \nu_3$, $v_4 \nu_4$, les v ayant pour valeur 0, 1, 2.

La partie droite de la figure 12 précise donc, pour chacun des modes ν_1, ν_2 ν_3, ν_4, les données de la figure 10 relative au cas général d'un mode ν quelconque.

Par suite du phénomène d'inversion, tous les niveaux de vibration sont dédoublés (— et +). C'est ainsi que $v_1 = 0$, $v_1 = 1$, $v_1 = 2$ ont respectivement deux composantes distantes de 0,66, 0,9 et 29 cm^{-1} environ. Par suite, une bande infrarouge telle que 3336 cm^{-1} par exemple présente en réalité deux composantes 3335,9 et 3337,46 correspondants aux sauts

$$v_1 = 0_- \rightarrow v_1 = 1_+ \quad \text{et} \quad v_1 = 0_+ \rightarrow v_1 = 1_-.$$

On vérifie que 3335,9 + 0,66 + 0,9 = 3337,46 et l'on pourra étendre cette vérification aux autres niveaux (toutefois les bandes correspondant à $v_3 \nu_3$ et $v_4 \nu_4$ n'ont pas encore été dédoublées, l'effet étant trop faible pour être décelé avec le pouvoir de résolution habituellement employé).

Précisons que le dédoublement des niveaux $v_1 = 0$, $v_2 = 0$, $v_3 = 0$ et $v_4 = 0$ doit être le même; 0,66 cm^{-1} environ.

SPECTRE DE ROTATION. — Le même effet de dédoublement par inversion se retrouve, comme effet du second ordre, dans le spectre de rotation (infrarouge lointain). Nous avons vu au paragraphe 3212 que la molécule NH_3, du type toupie symétrique, présente dans l'infrarouge lointain une structure rotationnelle que l'on peut représenter sensiblement par $\nu^* = 20\,(J+1)$, en négligeant le terme $0{,}00178\,(J+1)^3$; Par suite, on note des bandes à 20 cm^{-1} ($J'' = 0 \rightarrow J' = 1$), 40 cm^{-1} ($J'' = 1 \rightarrow J' = 2$), 60 cm^{-1} ($J'' = 2 \rightarrow J' = 3$), etc. Or l'expérience montre que *toutes ces bandes de l'infrarouge lointain sont doubles, avec une séparation de* 1,32 cm^{-1}. *Ceci provient du dédoublement par inversion de tous les niveaux de rotation. Ainsi* (partie centrale de la *fig.* 12) les bandes $J'' = 1_+ \rightarrow J' = 2_-$ et $J'' = 1_- \rightarrow J' = 2_+$ sont séparées de deux fois 0,66 cm^{-1} soit 1,32 cm^{-1}. Comme les spectres de vibration, les spectres de rotation permettent donc de retrouver la séparation 0,66 cm^{-1}.

SPECTRE D'INVERSION DE DENNISON. — Enfin le spectre ultrahertzien est, à première vue, très simple : saut $v = 0_+ \rightarrow v = 0_-$ vers 0,66 à 0,87 cm^{-1} environ (*fig.* 11).

Ce bref aperçu permettra notamment de comprendre ce fait capital : *La bande d'inversion ultrahertzienne a une origine essentiellement différente des bandes de rotation ultrahertziennes.* Notons cependant que nous venons de voir que les bandes infrarouges de rotation de NH_3 présentent une structure fine due au phénomène d'inversion; nous allons voir maintenant qu'inversement, la bande ultrahertzienne d'inversion de NH_3 présente une structure fine rotationnelle.

42. LA STRUCTURE ROTATIONNELLE DE LA BANDE D'INVERSION DE NH_3.

En 1934 Cleeton et Williams [S. U. H. 23], étudiant NH_3 sous forte pression, avaient observé une seule bande s'étalant sur quelques centimètres de longueur d'onde, vers $\lambda = 1{,}25$ cm environ (soit 0,8 cm^{-1}); c'est leur résultat que représente la figure 13.

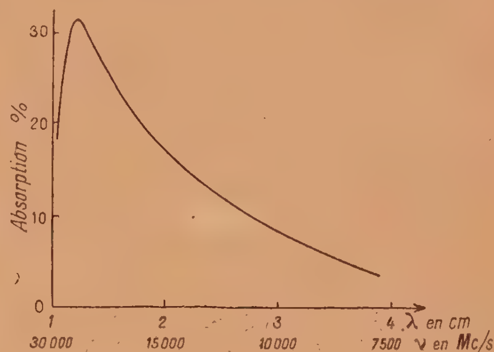


Fig. 13. — Bande d'inversion de NH_3 (sous forte pression) d'après Cleeton et Williams.

En 1946, presque simultanément, Bleaney-Penrose [S. U. H. 15], Good [S. U. H. 47] Townes [S. U. H. 107] ont découvert, en examinant NH_3 sous faible pression, que *cette bande présente une structure fine et s'étend de* 0,66 à 0,87 cm^{-1} *environ* ([8]).

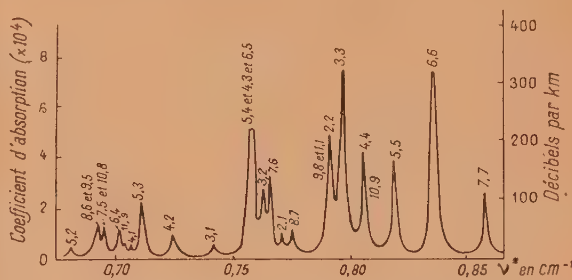


Fig. 14. — Structure fine rotationnelle de la bande d'inversion de NH_3 (pression : 1,2 mm). Les valeurs portées au-dessus de chaque raie correspondent à J et K. (d'après Bleaney et Penrose).

« La bande » d'inversion de NH_3 présente donc, en réalité, plus de 20 composantes; c'est ce que montre la figure 14, d'après Bleaney-Penrose.

([8]) Ceci explique la différence entre la valeur 0,66 à 0,87 cm^{-1} de $v = 0$ pour l'ultrahertzien et 0, 66 cm^{-1} de $v = 0$ pour l'infrarouge proche ou lointain (*fig.* 12).

Cette structure est liée à la superposition du phénomène de rotation de la molécule au phénomène d'inversion; et nous allons donc retrouver les nombres quantiques J et K que nous avions introduits dans la théorie du spectre de rotation de la molécule toupie symétrique. Mais, alors que dans le spectre de rotation dans l'infrarouge lointain le nombre K (lié à la déformation centrifuge de la molécule) ne jouait qu'un rôle trop faible pour être décelé (§ 321), il va intervenir maintenant dans l'ultrahertzien, concuremment avec J.

On peut représenter très correctement les raies rotationnelles de la bande d'inversion de $N^{14}H_3$ par la formule :

$$\begin{aligned}\nu^* = 0{,}79347 &- 0{,}005048\,J(J+1)\\ &+ 0{,}007040\,K^2 + 0{,}00001546\,J^2(J+1)^2\\ &- 0{,}00004260\,J(J+1)K^2 + 0{,}000002920\,K^4.\end{aligned}$$

Cette formule donnée par Good [S. U. H. 49] a été légèrement modifiée par d'autres auteurs.

Les raies de rotation observées comme structure fine de la bande d'inversion seront toutes interprétées en faisant dans la formule précédente $J = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9$, et $K = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9$. C'est ce que précise la figure 15 où, pour la clarté de la figure, on a séparé tout d'abord les diverses valeurs de K, en donnant à J (pour K donné) les diverses valeurs 1, 2, 3, etc.

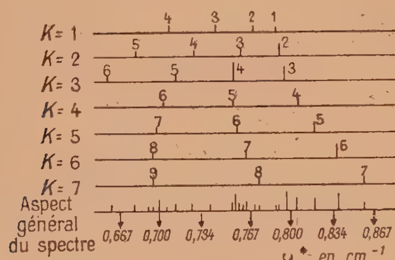


Fig. 15. — Le chiffre placé au-dessus de chaque raie indique la valeur de J correspondante. La hauteur du trait indique approximativement l'intensité de la raie (d'après Good).

La partie inférieure de la figure 15 résume l'aspect du spectre observé (*fig.* 14).

43. STRUCTURE ISOTOPIQUE DE LA BANDE D'INVERSION.

Nous avions vu que les bandes de rotation présentent une structure due à la présence d'isotopes (§ 3113 et 322). *Il en est de même de la bande d'inversion de* NH_3. On sait que l'atome d'azote a deux isotopes N^{14} et N^{15}; par suite, *les deux molécules* $N^{14}H_3$ *et* $N^{15}H_3$ *présentent deux bandes : Vers* 0,79 et 0,75 cm⁻¹ *environ*, respectivement. Alors que pour $N^{14}H_3$ les raies de rotation sont données par la formule du paragraphe 42, pour $N^{15}H_3$ on a :

$$\nu^* = 0{,}7575 - 0{,}0047[J(J+1) - K^2] + 0{,}0019\,K^2.$$

44. STRUCTURE HYPERFINE DE LA BANDE D'INVERSION (LIÉE AU MOMENT QUADRUPOLAIRE DU NOYAU D'AZOTE).

Divers auteurs, Good notamment, ont observé pour la plupart des raies de rotation du spectre d'inversion de NH_3, deux composantes de structure hyperfine, à quelques Mégacycles par seconde, de part et d'autre de la raie centrale (*fig.* 16).

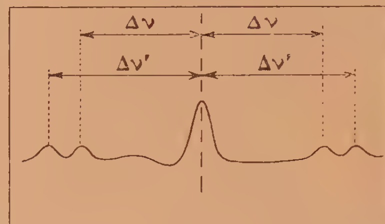


Fig. 16. — Structure hyperfine de la raie 3,3 de $N^{14}H_3$ ($\Delta\nu = 1{,}72$ Mc : s; $\Delta\nu' = 2{,}34$ Mc : s) (d'après Gordy et Kessler).

Voici quelques positions de ces composantes hyperfines pour diverses raies rotationnelles de $N^{14}H_3$.

J.	K.	Mc : s.	Mc : s	Observé.	Calculé.
1	1.....	0,60	1,57	2,62	2,50
2	2.....	1,30	2,05	1,58	1,56
3	3.....	1,72	2,34	1,36	1,35
4	4.....	1,91	2,48	1,30	1,26
5	5.....	–	–	1,21	1,20
6	6.....	–	–	1,18	1,17
7	6.....	–	–	1,19	1,14

La théorie de ce phénomène a été développée pour la première fois, indépendamment, par Van Vleck et ses collaborateurs [S. U. H. 32) et par Coles et Good (S. U. H. 25). Selon ces auteurs, les composantes satellites sont interprétées par l'*interaction du moment quadrupolaire électrique* du noyau N^{14} et du champ électrique des autres charges de la molécule.

Van Vleck et ses collaborateurs proposent pour $N^{14}H_3$ la formule :

$$\Delta\nu = \pm\frac{3}{16}\frac{1}{h}Q\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\left[1 - \frac{3K^2}{J(J+1)}\right][(J+1)(2J+3)],$$

$$\Delta\nu' = \pm\frac{3}{16}\frac{1}{h}Q\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\left[1 - \frac{3K^2}{J(J+1)}\right][J(2J-1)],$$

J et K sont les nombres quantiques rotationnels; h la constante de Planck; Q *le moment quadrupolaire du noyau* N^{14}. Dans le terme $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$, V est le potentiel électrostatique au noyau d'azote, potentiel créé par les charges extérieures au noyau; $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ est donc sa dérivée seconde suivant l'axe de symétrie pris comme

axe des z. Ces formules supposent essentiellement qu'il s'agit du noyau N^{14} *dont le spin nucléaire I est égal à l'unité*; c'est pourquoi le nombre I (spin nucléaire) n'apparaît pas dans les formules ci-dessus.

Coles et Good donnent l'expression plus générale suivante où le spin nucléaire I est introduit

$$\Delta\nu = e^2 q Q \left[\frac{3K^2}{2J(J+1)} - \frac{1}{2} \right] \times \left[\frac{\frac{3}{2}C(C+1) - 2J(J+1)I(I+1)}{(2J-1)(2J+3)(2I-1)(2I+3)} \right]$$

avec

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1),$$

$$F = \text{spin total} = J + \mathrm{I}, \quad J + \mathrm{I} - 1, \quad J - \mathrm{I},$$

donc pour $I = 1$ (cas de N^{14}), $F = J + 1$, J ou $J - 1$, $e^2qQ = 3{,}4.10^{-4}$ cm^{-1}. Des formules semblables, mais avec des coefficients différents, ont été données par Ring, Edwards, Kessler, Gordy (S. U. H. 93] et par Feld [S. U. H. 40]. Ce dernier auteur a établi un parallèle entre les expressions du « coefficient de couplage quadrupolaire » e^2qQ qui est différent suivant les auteurs.

Remarque. — Pour N^{15} dont le spin nucléaire est $\frac{1}{2}$, il n'y a pas de structure hyperfine; c'est ce qu'a confirmé l'expérience, qui fournit ainsi une belle vérification de l'exactitude de l'hypothèse adoptée.

45. EFFET STARK ET EFFET ZEEMAN DES RAIES ROTATIONNELLES DE LA BANDE D'INVERSION.

Coles et Good (S. U. H. 25) ont mis en évidence les effets Stark et Zeeman des raies rotationnelles du spectre d'inversion de NH_3.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3212 (*fig.* 6) une molécule toupie *symétrique* telle que NH_3, présente *en l'absence de champ extérieur, des niveaux dégénérés* (exemple pour $J = 2$, $K = 0$—; pour $J = 2$, $K = 1$ ≺; pour $J = 2$, $K = 2$ ≺; etc.). Par contre, pour une molécule toupie asymétrique (§ 33) cette dégénérescence est supprimée : chaque niveau dégénéré ≺ donne naissance à deux niveaux, soit en tout $2J + 1$ niveau pour un J donné.

Or, *même pour une molécule toupie symétrique, la dégénérescence peut être supprimée si l'on fait agir un champ électrique (effet Stark) ou un champ magnétique (effet Zeeman) sur la molécule.* Un champ électrique ou magnétique va donc, en général, décomposer un niveau J donné en $2J + 1$ *composantes*, composantes correspondant aux diverses valeurs du *nombre quantique magnétique* M : $-J \leq M \leq +J$. C'est l'effet Stark du premier ordre. Cependant, du fait de la fréquence élevée d'inversion de NH_3, on montre qu'il n'y a pas d'effet Stark du premier ordre. *On observe seulement un effet Stark du second ordre avec $J + 1$ niveaux seulement,* correspondants aux diverses valeurs de M^2; cet effet est proportionnel à M^2 et à E^2.

$$\Delta\nu^* = 1{,}5.10^{-4} \left[\frac{MK}{J(J+1)} \right]^2 E^2 \text{ cm}^{-1}$$

(E champ électrique en unités électrostatiques).

En outre, quand le champ électrique perturbateur est parallèle au champ haute fréquence, seules les transitions $M = 0$ sont permises (à l'exception de $M'' = 0 \rightarrow M' = 0$).

De même, un champ magnétique crée l'effet Zeeman : Un champ de 6600 oersteds perpendiculaire au champ électrique haute fréquence, produit une décomposition des raies rotationnelles en deux composantes distantes de $2{,}0.10^{-4}$ cm^{-1}; cette décomposition est indépendante de J et K, aux erreurs d'expérience près. En outre, un champ magnétique parallèle au champ électrique haute fréquence ne produit pas de décomposition appréciable.

5. BANDES DIPOLAIRES MAGNÉTIQUES DE VAN VLECK (CAS DE LA MOLÉCULE O_2).

Comme nous l'indiquions au paragraphe 12, les bandes d'absorption ultrahertziennes sont généralement liées à l'existence d'un moment dipolaire *électrique*. Or la molécule d'oxygène O — O a un moment électrique dipolaire nul; elle ne devrait donc

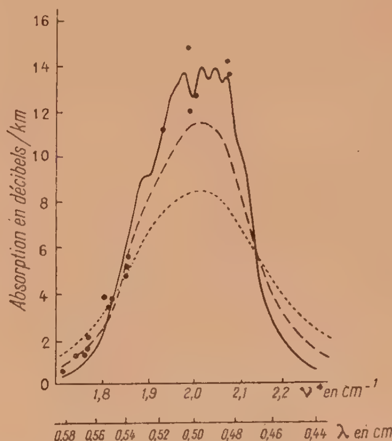


Fig. 17. — Absorption de l'oxygène d'après les expériences Beringer (•) et la théorie de Van Vleck.

pas présenter d'absorption dans l'ultrahertzien. Cependant, Beringer (S. U. H. 11) a observé une bande d'absorption de l'oxygène gazeux vers $\lambda = 0{,}5$ cm ($\nu^* = 2$ cm^{-1}). Les points de la figure 17 représentent les mesures de Béringer (les courbes en trait plein ou pointillé sont des courbes théoriques déduites de la théorie de Van Vleck).

Pour interpréter cette absorption, Van Vleck fait intervenir le moment dipolaire *magnétique* de la molécule paramagnétique O_2. Il est aisé de comprendre qu'un dipôle magnétique peut jouer le

même rôle qu'un dipôle électrique si l'on se rappelle que les équations de Maxwell sont symétriques en E et H (la perméabilité magnétique intervient là où s'introduisait la constante diélectrique) ([9]).

Ici, comme pour les bandes dipolaires électriques, les bandes ultrahertziennes correspondent au saut entre deux niveaux très voisins. Ces niveaux proviennent de l'interaction du moment magnétique et de la rotation de la molécule O_2, interaction d'où résulte ce que l'on appelle un « triplet du type rho » (*voir* Kramers. *Z. Physik*, 1929, 53, p. 422; Hebb *Phys. Rev.*, 1936, 49, p. 610; Schlapp, 1937, 51, p. 342). Le spin S de la molécule O_2 (pour l'oxygène, paramagnétique, $S = 1$) se compose vectoriellement avec le nombre quantique rotationnel K pour donner un nombre quantique J. Celui-ci peut prendre seulement les 3 valeurs $K - 1$, K, $K + 1$. La bande de Van Vleck résulte donc soit du saut $J'' = K \rightarrow J' = K - 1$ soit du saut $J'' = K \rightarrow J'' = K + 1$ (où K peut prendre les valeurs 1, 3, 5, 7).

L'étude des spectres électroniques de la molécule O_2 (spectrogrammes solaires) a montré que les niveaux $K - 1$ et $K + 1$ sont très voisins; par suite, les deux sauts $J'' = K \rightarrow J' = K - 1$ et $J'' = K \rightarrow J' = K + 1$ *conduisent sensiblement à la même bande, vers* 2 cm^{-1}. C'est ce que montre le tableau suivant :

	ν^* cm^{-1} pour	
	$J'' = K \rightarrow J' = K - 1$.	$J'' = K \rightarrow J' = K + 1$.
$K = 1$....	3,962	1,878
$K = 3$....	2,084	1,950
$K = 5$....	2,012	1,988
$K = 7$....	1,974	2,016
$K = 9$....	1,946	2,039
$K = 11$....	1,922	2,061
....	.....	.....
$K = 25$....	1,788	2,191

Précisons que la structure fine correspondante que l'on pourrait attendre ne semble pas avoir été observée jusqu'ici.

Van Vleck (S. U. H. 118] a donné non seulement la possibilité de calculer la *position* des bandes, mais également leur *intensité*.

N. B. — Cet exposé sera suivi de la revue bibliographique proprement dite (III).

([9]) Il faut d'ailleurs noter que l'effet magnétique est plus petit que l'effet électrique puisque le magnéton de Bohr est environ 100 fois plus petit que l'unité de moment électrique; mais, sous de grandes épaisseurs (absorption atmosphérique), la bande dipolaire magnétique de Van Vleck peut apparaître avec grande intensité.

Le Gérant : Maurice Blondin. 130564 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1948.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

LE SPECTRE ULTRAHERTZIEN ET LA STRUCTURE MOLÉCULAIRE (*Suite.*)

Par Mme M. FREYMANN, MM. R. FREYMANN et JEAN LE BOT.
Faculté des Sciences de Rennes.

III. — ANALYSES BIBLIOGRAPHIQUES CONCERNANT LA STRUCTURE MOLÉCULAIRE.

1. LIVRES ET EXPOSÉS D'ENSEMBLE [LS].

[LS1]. BETHE H. et BACHER R. F., **Nuclear Physics, A. Stationary states of nuclei (Physique nucléaire. A. Etats stationnaires des noyaux.)**. (*Rev. Mod. Phys.*, 1936, **8**, 82). — Ce mémoire développe une théorie de l'effet quadrupolaire pour les spectres *atomiques* (spectre visible); mais il intéresse également les recherches dans l'ultrahertzien qui permettent l'étude du moment quadrupolaire du noyau de l'atome.

[LS2]. DEBYE P., **Polar Molecules (Molécules polaires)** (1 *vol. Chem. Catalog Co*, New-York, 1929).

[LS3]. DENNISON D. M., **Infrared spectra of polyatomic molecules (Spectres infrarouges de molécules polyatomiques)** (*Rev. Mod. Phys.*, 1931, **3**, 280 et 1940, **12**, 189). — Étude théorique des vibrations et rotations moléculaires. Travail très important.

[LS4]. CONGRÈS DE LA FARADAY SOCIETY, **Dielectrics**, 1946 (1 vol., *Trans. Faraday Soc.*, 1946). — Les très importants mémoires parus dans ce volume sont analysés séparément plus loin.

[LS5]. ERRERA J., **Le moment électrique en chimie et en physique** (2 vol., Hermann, Paris, 1935). — Mise au point indispensable pour aborder cette question.

[LS6]. FREYMANN R., **Les ondes hertziennes et la structure moléculaire** (2 vol. Hermann, Paris, 1936). — Mise au point de la question; bibliographie assez complète jusqu'à 1936.

[LS7]. HERZBERG G., I. **Molekulspektren und molekulstruktur** (Spectres moléculaires et structure des molécules) 1 vol., Steinkopff, Dresde, 1939 et Prentice Hall, New York. II. **Infrared and Raman spectra of polyatomic molécules** (Spectres infrarouges et Raman des molécules polyatomiques) 1 vol., Van Nostrand, New-York, 1947. — Livre d'une importance capitale pour la compréhension et l'étude de l'absorption dans l'ultrahertzien. Indispensable au spécialiste.

[LS8]. LECOMTE J., **Les progrès dans l'obtention et l'interprétation des spectres d'absorption infrarouge des gaz ou des vapeurs** (*Revue Scientifique*, 1947, **85**, 91). — Mise au point concernant l'infrarouge, utile pour la compréhension de l'absorption dans l'ultrahertzien.

2. ARTICLES ORIGINAUX ULTRAHERTZIEN (SUH)

[SUH1]. ABADIE P., **Extension des mesures de dispersion et d'absorption des liquides à la région des ondes radioélectriques centimétriques** (*Trans. Faraday Soc. G. B.* 1946, **42**, 143). — Description des techniques utilisées (méthode coaxial). Application à l'étude du spectre entre 3 cm et 5 m environ de : benzène, acétone, eau, nitrobenzène, alcool propylique normal, nitrobenzène. Reproduction des courbes $\varepsilon' = f(\lambda)$ et $\varepsilon'' = f(\lambda)$.

[SUH2]. ABADIE P., **Méthode de mesure du pouvoir inducteur spécifique et de l'angle de pertes de diélectriques solides et liquides pour les ondes métriques et décimétriques**, *Notes Labo. Nat. Radioélectr., Fr.*, 1940, **3**.

[SUH3]. ABADIE P., **Sur l'étude de la dispersion et de l'absorption anormales de liquides dans la gamme des ondes radioélectriques, décimétriques et centimétriques**, *Notes Lab. Nat. Radioélectr. Fr.*, **22**.

[SUH4]. AUTLER S. H. BECKER G. E. KELLOG J. M. B., **Absorption des microondes par la vapeur d'eau** (*Phys. Rev.* U. S. A., 1946, **69**, 694). — Courte note [*voir* SUH**8**].

[SUH**5**]. BARDEEN J. H. et TOWNES C. H., **Calcul des effets quadrupolaires nucléaires dans les molécules** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 97). — On donne les méthodes de calcul des interactions quadrupolaires nucléaires.

Tout d'abord pour les spectres U. H. des molécules linéaires ou des molécules du type toupie symétrique (avec *un ou deux noyaux* placés suivant l'axe de la molécule présentant le couplage quadrupolaire avec le champ moléculaire). On reproduit des tables des valeurs de l'énergie dans le cas d'*un* seul noyau ainsi que des coefficients de transformation pour le cas où *deux* noyaux interviennent.

On examine le problème des *intensités* spectrales.

Les exemples de Br CN et Cl CN sont particulièrement typiques : Ici les *deux* noyaux d'azote et d'halogène interviennent. La théorie du couplage intermédiaire doit être alors introduite pour rendre compte des raies d'absorption U. H. observées.

[SUH**6**]. BARDEEN J. et TOWNES C. H., **Corrections du second ordre aux effets quadrupolaires dans les molécules** (*Phys. Rev.* U. S. A., 1948, **73**, 627). — L'étude expérimentale de la structure hyperfine du spectre U. H. de Br CN, ICN et ICl a été faite vers 25 000 Mc : s avec une précision supérieure à celle obtenue précédemment (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 64 et 1947, **72**, 259). Cet accroissement de précision a montré un léger désaccord entre l'expérience et la théorie de Casimir; par suite, il est nécessaire *d'introduire un effet du second ordre*; les formules correspondantes sont établies et reproduites dans le mémoire. Un tableau donne pour ICN :

1° La transition $F'' \rightarrow F'$ ($F = J + I$ est la somme du nombre quantique rotationnel et du nombre quantique de spin; par exemple pour $J'' = 3 \rightarrow J' = 4$, on a la transition $11/2 \rightarrow 13/2$);

2° La position de la composante par rapport à la raie la plus intense $11/2 \rightarrow 13/2$;

3° Le résultat de la théorie du 1er ordre;

4° L'écart avec l'expérience pour cette approximation;

5° L'écart avec l'expérience quand on tient compte de l'approximation du 2e ordre (Voir *erratum* : *Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 1204 corrigeant une formule).

[SUH**7**]. BEARD C. I. et DAILEY B. P., **Spectre ultrahertzien et structure de l'acide isothiocyanique** (*J. Chem. Phys.* U. S. A., 1947, **15**, 762). — Étude du spectre de HNCS entre 19 000 et 30 000 Mc : s pour les divers isotopes. On émet l'hypothèse de l'existence de plusieurs formes en résonance.

[SUH**8**]. BECKER G. E. et AUTLER S. H., **Absorption des ondes électromagnétiques par la vapeur d'eau dans la bande λ = 1 cm** (*Phys. Rev.* U. S. A., 1946, **70**, 300). — Les travaux de Randall et de Dennison ont montré l'existence d'une bande d'absorption assez faible (mille fois plus faible que la bande de Cleeton et Williams pour NH^3) de la vapeur d'eau vers $\nu^* = 0{,}78$ cm^{-1}.: Bande résultant de la transition entre les niveaux rotationnels $5_{-1} \rightarrow 6_{-5}$. L'auteur se propose d'explorer cette région en utilisant une nouvelle méthode de mesure.

Dans cette méthode, l'absorption de la vapeur d'eau se déduit de la comparaison entre la perte d'énergie produite par l'introduction de cette substance dans une grande cavité résonnante et celle obtenue en ouvrant une fenêtre dans la paroi de la cavité (cette dernière perte pouvant être calculée théoriquement).

L'appareil indicateur est constitué par un chapelet de 360 thermo-couples chromel-Constantan enfermés dans des ampoules de verre scellées et dont la moitié des soudures sont recouvertes d'un mélange absorbant de poudre de fer et de polystyrène; ces couples sont placés au hasard à l'intérieur de la cavité. Si tous les modes possibles de la cavité sont excités et si chaque mode a le même degré d'excitation et d'absorption on démontre que, en régime permanent, la f.e.m. de l'ensemble des thermocouples est proportionnelle au facteur de surtension Q de la cavité et de son contenu.

Résultats : Position de la bande : $0{,}744 \pm 0{,}005$ cm^{-1} (λ = 1,34 cm); Demi-largeur de la bande à faible densité : 0,087 cm^{-1}; demi-largeur de la bande à forte densité : 0,107 cm^{-1}; Atténuation au maximum d'absorption : 0,025 db : km : g : cm³.

L'auteur compare ses résultats à ceux indiqués par Van Vleck et à ceux obtenus par d'autres méthodes par Dicke-Kyhl-Vane-Beringer [SUH**38**] et Miller-Bender [SUH**83**]. L'accord est bon; cependant, aucune des méthodes de ces auteurs n'était capable de mettre en évidence une variation de la courbe d'absorption avec la pression de vapeur.

[SUH**9**]. BENDER R. S., **Mesure de l'absorption atmosphérique par radar pour λ = 1,25 cm** (*Radiation Laboratory, Report* n° 729 d'après *Phys. Rev.* U. S. A., 1946, **70**, 340).

[SUH**10**]. BENOIT J., **Nouvelle méthode de mesure des indices de réfraction et d'absorption électriques pour la gamme des ondes décimétriques et métriques** (*J. Phys. Radium, Fr.*, 1944, **5**, 203 et 225 et *Thèse*, Paris, 1945). — Travail extrêmement important du point de vue technique par la mise au point d'une méthode de mesure par ligne coaxiale (*voir* Bibl. T). Étude pour λ = 16 cm de quelques isolants solides d'intérêt technique (ébonite, quartz, etc.) et de divers diélectriques liquides : eau, alcools, acétone, benzène etc.

[SUH**11**]. BERINGER R., **Absorption des ondes électromagnétiques de 0,5 cm dans l'oxygène** (*Phys. Rev.* U. S. A., 1946, **70**, 53 (*voir* également *Radiation Laboratory Technique Report* n° 684. *Voir* Bibl. T.). — *Résultats*. L'appareillage décrit par l'auteur a permis de mesurer avec précision l'absorption de l'oxygène vers 2 cm^{-1}. Il convient de rappeler que Van Vleck avait prévu une absorption dans cette région : Bien que O_2 n'ait pas de polarité électrique, il y a absorption due au moment magnétique permanent (O_2 est paramagnétique). Le moment dipolaire magnétique de l'état fondamental $^3\Sigma$ de O_2 est couplé avec les ondes électromagnétiques et donne :

a. Des raies *d'absorption résonnante* vers 2 cm^{-1} dues aux transitions rotationnelles $J \rightarrow J \pm 1$. *b*. une bande d'absorption *non résonnante* correspondant à $\Delta J = O$, liée au fait que la durée de vie des états est, vis-à-vis des chocs, de l'ordre de grandeur de la période des ondes incidentes.

Beringer a observé effectivement l'absorption vers 2 cm^{-1} et reproduit une courbe donnant l'absorption en décibels : km de l'oxygène pur entre λ = 0,7 et λ = 0,4 cm; le maximum se trouve bien vers 0.5 cm; et, pour une pression de 1 atmosphère, on trouve 67 db : km.

En outre, l'absorption a été mesurée pour diverses pressions comprises entre 10 et 110 cmHg environ : pour O_2 pur, pour O_2 50 % + N_2 50 % et pour O_2 21 % + N_2 79 %.

L'accord entre les résultats obtenus et la théorie de Van Vleck est satisfaisant.

[SUH**12**]. BLEANEY B., **Spectroscopie en haute fréquence** (*Physica*, Pays-Bas, 1946, **12**, 595). — Avantages de la spectroscopie en ondes centimétriques pour la mesure des différences de niveaux très voisins. On peut ainsi atteindre le moment magnétique du noyau. Application aux spectres moléculaires.

[SUH**13**]. BLEANEY B. et LOUBSER J. H. N., **Elargissement par choc du spectre d'inversion de NH_3 aux hautes pressions** (*Nature* G. B., 1948, **161**, 522). — Etude de l'absorption U. H. de NH_3 entre 0,1 et 1,2 cm^{-1} pour des pressions allant jusqu'à six atmosphères.

Ce travail très important (mais brièvement résumé) montre que *vers deux atmosphères le phénomène d'inversion disparaît.* La question de savoir si une bande de Debye apparaît aux pressions plus élevées (remplaçant la bande d'inversion) n'est pas encore résolue.

[SUH**14**]. BLEANEY B., LOUBSER J. H. N. et PENROSE R. P., (*Proc. Phys. Soc.*, G. B., 1947, **59**, 185). — Emploi des cavités résonnantes dans le cas de fluides dont la constante diélectrique est nettement supérieure à l'unité (gaz comprimés).

[SUH**15**]. BLEANEY B. et PENROSE R. P., **Spectre de l'ammoniac dans la région $\lambda = 1$ cm** (*Nature* G. B., 1946, **157**, 339). — Dans cette courte note particulièrement importante les auteurs ont mis pour la première fois en évidence la structure rotationnelle de la bande d'inversion de NH_3 (Cleeton et Williams en 1934, utilisant une pression élevée et un faible pouvoir de résolution n'avaient pu observer cette structure); ici la pression est de 1,2 mm de mercure. Les 18 raies rotationnelles observées peuvent être classées par la formule :

$$\nu^\star = 0{,}7940 - 0{,}00505\, J(J+1) + 0{,}00704\, K^2 + 0{,}63\,\{-0{,}0050\, J(J+1) + 0{,}0070\, K^2\}^2.$$

[SUH**16**]. BLEANEY B. et PENROSE R. P., **Le spectre d'inversion de NH_3**, (*Phys. Rev.* U. S. A., 1946, **70**, 775). — Les auteurs commentent le mémoire de Good [SUH**49**] :

1° Les auteurs, comme Good, ont donné une formule représentant les nombreuses raies de structure fine observées. Les auteurs soulignent l'accord remarquable entre les deux formules.

2° Les mesures d'intensité des auteurs sont en meilleur accord avec la théorie que les mesures de Good (qui supposent la même largeur pour toutes les raies).

3° L'influence de la température sur l'intensité est due non seulement aux causes signalées par Good mais aussi à : A. Changement de la population relative des deux niveaux $\left(\text{varie comme } \frac{1}{T}\right)$; B. Le nombre de molécules variant comme $\frac{1}{T}$ alors que leur vitesse varie comme $\sqrt{T}$, les raies deviennent plus larges (et non plus fines comme l'indique Good) quand T diminue;

4° Le diamètre moléculaire est plus grand que ne l'indique la théorie cinétique;

5° La diminution d'intensité observée quand la pression diminue doit être due à la perturbation de l'équilibre thermique.

[SUH**17**]. BLEANEY B. et PENROSE R. P., **Le spectre d'inversion de l'ammoniac aux λ centimétriques** (*Proc. Roy. Soc. Série A*, G. B., 1947, **189**, 358). — Travail extrêmement important où sont décrits la technique expérimentale (*voir* Bibl. T.) et l'étude du spectre de NH_3 vers 0,8 cm^{-1}. Analyse de la position des raies et de leur absorption.

[SUH**18**]. BLEANEY B. et PENROSE R. P., **Élargissement par choc du spectre d'inversion de NH_3 aux longueurs d'onde centimétriques I. Élargissement interne à haute pression** (*Proc. Phys. Soc.* G. B., 1947, **59**, 418). — Étude de la variation de largeur des raies du spectre d'inversion de NH_3 sous l'influence de la pression (jusque 600 mm de mercure).

[SUH**19**]. BLEANEY B. et PENROSE R. P., **Effet de saturation dans le spectre d'inversion de l'ammoniac** (*Proc. Phys. Soc.* G. B., 1948, **60**, 83).

[SUH**20**]. CARTER R. L. et SMITH W. V., **Effet de saturation dans l'absorption ultrahertzienne de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1053). — Mesure de l'absorption et de la largeur de la raie 3,3 de NH_3 en fonction de l'intensité du rayonnement incident et de la pression.

L'effet de saturation est proportionnel à la puissance haute fréquence incidente et inversement proportionnel au carré de la largeur de la raie; c'est ce que prévoyait la théorie.

[SUH**21**]. CASIMIR H. B. G., **Sur la structure hyperfine de l'Europium** (*Physica*, 1935, **2**, 719). — Ce travail donne la théorie de l'effet quadrupolaire pour les *spectres atomiques* (spectre visible). Il intéresse donc également les recherches dans l'ultrahertzien qui mettent en évidence le moment quadrupolaire du noyau de l'atome.

[SUH**22**]. CASIMIR H. B. G., **Sur l'interaction entre noyau de l'atome et électrons** (*Teyler's Tweede Genoots chap* Bohn Haarlem 1936). — Étude théorique extrêmement importante sur l'effet quadrupolaire nucléaire.

[SUH**23**]. CLEETON C. E. et WILLIAMS N. H., **Ondes électromagnétiques de $\lambda = 1{,}1$ cm et spectre d'absorption de l'ammoniac** (*Phys. Rev.* U. S. A., 1934, **45**, 234). — Article fondamental où fut mis en évidence pour la première fois la bande d'inversion de NH_3 dans l'ultrahertzien.

[SUH**24**]. COLES D. K. ELYASH E. S. et GORMAN J. G., **Spectres d'absorption ultrahertzienne de N_2O** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 973). — Utilisant la technique de modulation par effet Stark (champ 2 000 V : cm) les auteurs ont étudié la bande rotationnelle $J = 0 \rightarrow J = 1$ pour les molécules $N^{14}N^{14}O^{16}$ et $N^{15}N^{14}O^{16}$ à 24.274 et 25.123 Mc : s respectivement. Sous une pression de 10 microns, on a pu mettre en évidence la structure hyperfine liée au moment quadrupolaire du noyau. On note trois composantes dans chaque cas, d'écartements d'ailleurs différents. On en déduit les constantes de couplage quadrupolaires $eQ\,\partial^2V/\partial z^2$ qui sont très faibles. On calcule les moments d'inertie $66{,}79 \times 10^{-40}$ et $69{,}12 \times 10^{-40}$ g cm² pour $N^{14}N^{14}O^{16}$ et $N^{15}N^{14}O^{16}$ respectivement. La distance N—N = 1,26 Å et N—O = 1,191 Å.

[SUH**25**]. COLES D. K. et GOOD W. E., **Effets Stark et Zeeman dans le spectre d'inversion de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 979). — Le spectre d'inversion de NH_3 vers 1,25 cm montre l'effet Stark et l'effet Zeeman.

Pour une molécule du type toupie symétrique, on peut prévoir que le champ électrique décompose un niveau rotationnel en $2J + 1$ composantes correspondant aux valeurs de M comprises entre $-J$ et $+J$. Toutefois, par suite de la fréquence élevée de l'inversion de NH_3, il n'y a pas d'effet Stark du 1er ordre mais seulement un effet du 2e ordre proportionnel à E^2 et à M^2; il y a donc seulement $J + 1$ niveaux correspondants aux diverses valeurs de M^2. En outre, étant donné que le champ électrique est parallèle au champ haute fréquence dans le guide d'onde, on ne peut observer que des transitions $\Delta M = 0$ (sauf $M = 0 \rightarrow M = 0$ qui est interdit). On trouve que

$$\Delta\nu^\star\,(\text{cm}^{-1}) = 1{,}5 \cdot 10^{-4} \left[\frac{MK}{J(J+1)}\right]^2 E^2$$

(E en u.e.s. C. G. S.) ce qui correspond approximativement à un moment dipolaire semi-permanent de 1,5 Debye.

En ce qui concerne *l'effet Zeeman*, un champ de 6 600 œrsteds parallèle au champ électrique haute fréquence ne produit aucun effet; par contre, pour un champ *perpendiculaire*, on observe *un dédoublement de* 2×10^{-4} cm^{-1} environ, *quels que soient* J et K.

Dans un ordre d'idées différent, les auteurs ont réussi à observer une structure hyperfine pour la plupart des raies de $N^{14}H_3$, structure liée au moment quadrupolaire du noyau N^{14}. Par contre, $N^{15}H_3$ ne montre pas de structure hyperfine ce qui *confirme que* N^{15} *à un spin* $\frac{1}{2}$. Les raies de structure fine de $N^{15}H_3$ sont représentées par

$$\nu^\star\,(\text{cm}^{-1}) = 0{,}7575 - 0{,}0047\,(J^2 + J - K^2) + 0{,}0019\,K^2.$$

[SUH**26**]. COLES D. K. et GOOD W. E., **Effets Stark et Zeeman dans la spectroscopie ultrahertzienne** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 157). — Pour les molécules linéaires et

celles dont le moment dipolaire permanent est parallèle à l'axe moyen d'inertie, l'effet Stark du 1er ordre est nul. Avec 2 500 V : cm on peut déterminer le moment dipolaire électrique à partir de l'effet Stark du second ordre.

Un champ magnétique décompose également les raies. Pour les molécules simples et NH_3 on a un effet Zeeman simple; pour d'autres molécules l'effet Zeeman est complexe.

Les effets Stark et Zeeman sont modifiés par les moments quadrupolaires électriques des noyaux.

[SUH**27**]. COLLIE C. H., RITSON D. M. et HASTED J. B., **Propriétés diélectriques de l'eau** *Trans. Faraday Soc.*, 1946, **42**, 129). (*Technique : voir Bibl. T.*). *Résultat* : *Etude de l'eau en fonction de la température pour* 10 cm *de longueur d'onde*. — Entre 0° et 100°C, tableau des valeurs de n (par les deux méthodes) et de χ (méthode de guide); l'erreur sur n est de 1 % environ; l'erreur sur χ va de $\pm$ 1 % à $\pm$ 2.5 %. Les résultats sont en bon accord avec ceux de Von Hippel et de Saxton et Lane pour 1,25 cm de λ Courbe de χ en fonction de la température. La courbe passe par un max (χ = 3,05 t = 15°).

Ce résultat diffère un peu de celui de Saxton et Lane qui trouvent un maximum plus accentué à la même température.

[SUH**28**]. CRIPWELL F. J. et SUTHERLAND G. B. B. M., **Quelques mesures sur l'absorption des ondes centimétriques par les diélectriques liquides** (*Trans. Faraday Soc.*, 1946, **42**, 149). — A l'aide d'un montage qui semble l'un des meilleurs pour ce genre de recherches (*voir* Bibl. T.), les auteurs ont déterminé la valeur de tg δ, (pour λ = 1,25 et 3,25 cm) de divers composés organiques en solution dans le benzène : benzophénone, benzoate de méthyle et d'éthyle, chlorobenzène, nitrobenzène, cyclohexanone, toluène, nitrométhane) acétate de méthyle, acétone, acétonitrile. Ils en déduisent le temps de relaxation τ et le moment dipolaire μ de ces molécules. Accord satisfaisant avec les mesures de μ faites à l'aide d'ondes hectométriques.

[SUH**29**]. CROUCH G. E. Jr., **Mesures diélectriques sur les liquides aux fréquences ultrahertziennes** (*J. Chem. Phys.*, U. S. A., 1948, **16**, 364). — On décrit une méthode de mesure de ε' et tgδ pour les liquides dans le domaine ultrahertzien. Le liquide à étudier est placé dans un guide d'onde et l'on fait varier l'épaisseur du liquide; le taux d'ondes stationnaires est mesuré pour diverses épaisseurs (on indique la méthode de mesure de la longueur d'onde dans le guide rempli de substance). On donne les formules permettant de déterminer ε' et tgδ.

Voici quelques résultats pour λ = 3 cm.

	ε'.	tgδ.
Chlorobenzène	4,83	0,34
Bromure de butyle n	5,55	0,36
Alcool butylique n	3,04	0,21
Bromobenzène	4,90	0,44
Bromure d'éthyle	8,32	0,14

[SUH**30**]. DAILEY B. P., **Effet Stark du 1er ordre dans le spectre ultrahertzien de l'alcool méthylique** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 84). — L'auteur utilise le spectromètre ultrahertzien pour 1 cm de Hughes et Bright-Wilson [SUH**66**] en remplaçant toutefois la modulation sinusoïdale employée par ces auteurs par une modulation avec signal carré; cette modulation permet de voir *à la fois* la raie spectrale originale et ses composantes Stark résolues ou non résolues. L'étalonnage en fréquence se fait soit directement à l'ondemètre soit à l'aide des fréquences connues de $N^{14}H_3$ et $N^{15}H_3$.

Cet appareil a permis d'étudier le spectre de CH_3OH entre 20 900 et 26 600Mc : s. L'effet Stark permet de classer les raies observées en deux groupes : Les unes pour un champ modulateur de 30 V : cm; les autres pour 300 V : cm (Il faut noter que le $\Delta\nu$ entre une composante Stark et la raie centrale est de l'ordre de 3 Mc : s pour un champ de 30 V : cm).

Sans donner l'attribution des nombreuses raies observées (24) l'auteur rappelle les recherches dans l'infrarouge de Borden-Barker (*J. Chem. Phys.*, 1938, **6**, 553) qui permettent de prévoir que les raies ultrahertziennes correspondent à $\Delta J = \pm 1$, $\Delta K = \pm 1$, de séparations irrégulières.

En outre, d'après la théorie de Koehler-Dennison (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 1006) on pourrait faire intervenir la fréquence de torsion de CH_3OH.

[SUH**31**]. DAILEY B. P. GOLDEN S. et BRIGHT WILSON E., **Analyse préliminaire du spectre ultrahertzien de SO_2** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 871). — Essai d'analyse des spectres de SO_2 observés entre 20 000 et 30 000 Mc : s; 32 raies ont été observées dans cette région, une classification est tentée en tenant compte de la décomposition par effet Stark des raies 23 413 et 29 460.

On déduit de cette étude, en bon accord avec les données de la diffraction électronique : distance S-O 1,433 Å, angle O-S-O 119°5.

[SUH**32**]. DAILEY B. P., KYHL R. L., STRANDBERG M. W. P., VAN VLECK J. H. et WILSON E. B. Jr., **La structure hyperfine du spectre ultrahertzien de NH_3 et l'existence d'un moment quadrupolaire de N^{14}** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 984). — La structure *hyperfine* des raies du spectre d'inversion de NH_3 vers λ = 1,25 cm ne peut s'interpréter que par l'interaction du moment quadrupolaire du noyau N^{14} avec le champ électrique créé par les autres charges de la molécule.

La théorie quantique donne les séparations correspondantes pour la molécule toupie symétrique.

$$h\,\Delta\nu = \pm\frac{3}{16}Q\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\left\{1-\left[\frac{3K^2}{J(J+1)}\right]\right\}\left\{\frac{(J+1)}{(2J+3)}\right\},$$

$$h\,\Delta\nu' = \pm\frac{3}{16}Q\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\left\{1-\left[\frac{3K^2}{J(J+1)}\right]\right\}\left\{\frac{J}{(2J-1)}\right\},$$

Q moment quadrupolaire nucléaire, J et K nombres quantiques rotationnels total et axial.

On compare avec succès les données expérimentales et théoriques pour $\Delta\nu$ et $\Delta\nu'$.

(Étant donné que Q et $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ ne sont pas connus en valeur absolue on ne peut donc déterminer que les rapports $\frac{\Delta\nu'_{JK}}{\Delta\nu'_{11}}$ ou $\frac{\Delta\nu'_{JK}}{\Delta\nu_{JK}}$).

Il n'y a pas de structure hyperfine pour $N^{15}H_3$ ce qui s'accorde avec un spin $\frac{1}{2}$ pour N^{15}.

[SUH**33**]. DAILEY B. P. et WILSON E. B., **Spectre ultrahertzien de quelques molécules polyatomiques** (*Phys. Rev.* U. S. A. 1947, 72, 522). — Étude entre 20 000 et 30 000 Mc : s de SO_2, CH_3OH et du nitrométhane.

[SUH**34**]. DAKIN T. W., GOOD W. E. et COLES D. K., **Résolution d'une raie rotationnelle de la molécule OCS et son effet Stark** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 560). — On observe à 24 320 Mc : s une raie d'absorption de OCS; elle est due à la transition $J = 1 \rightarrow J = 2$. A basse pression (0,1 mm Hg) la raie présente une structure; à forte pression l'élargissement est si grand que la raie devient difficilement observable.

Sous l'influence d'un champ électrique de l'ordre de 1 000 V : cm (lame placée au centre du guide d'onde et portée, par rapport à celui-ci, à un potentiel continu), on observe un dédoublement de la raie par effet Stark; ce dédoublement, de l'ordre de quelques mégacycles par seconde, est donné par

$$\Delta\nu = \left(\frac{3}{20}-\frac{1}{84}\right)\frac{8\pi^2 I}{\eta^3}\mu^2 E^2 \quad \text{cycles : s},$$

μ moment dipolaire; E champ électrique;

I moment d'inertie (déduit de la position de la raie non perturbée) a pour valeur $1{,}379 \times 10^{-38}$ g. cm². Le moment électrique μ calculé est de 0,72 D (on trouve 0,65 par les mesures en fréquence radio). Reproduction des oscillogrammes obtenus montrant l'effet Stark.

[SUH35]. DAKIN T. W., GOOD W. E. et COLES D. K., **Distances des liaisons dans OCS par les raies d'absorption ultrahertziennes** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 641). — Les auteurs ont déterminé avec précision ($\pm$ 0,02Mc:s) les raies d'absorption vers 1 cm de la molécule OCS (transition $J = 1 \rightarrow J = 2$). Pour OCS^{32} on a 24 325,92 Mc : s et pour OCS^{34} 23 731,33 Mc : s. A partir de ces données et en utilisant diverses constantes (masses atomiques, moments d'inertie, etc.) sélectionnées avec soin, on a calculé les distances C—O et C—S

$$\text{C—O} = 1{,}1612 \pm 0{,}0058 \text{ Å}, \qquad \text{C—S} = 1{,}5604 \pm 0{,}0049 \text{ Å}$$

pour l'état vibrationnel le plus bas. Les mesures par diffraction électronique donnent respectivement 1,16 et 1,56 Å ($\pm$ 0,03 Å).

[SUH36]. DAKIN T. W. et WORK C. N., **Mesures diélectriques en ultrahertzien** (*J. Appl. Phys.*, U. S. A., 1947, **18**, 789). — On applique pour $\lambda = 3$ cm et un guide d'onde rectangulaire la méthode de mesure des propriétés des diélectriques solides décrite par Roberts et Von Hippel.

Le diélectrique est placé à une extrémité court-circuitée de la ligne et les propriétés diélectriques sont déduites de la position d'un minimum d'ondes stationnaires et le rapport du champ minimum au champ maximum. On donne un procédé simplifié de calcul des propriétés diélectriques à partir des mesures.

On donne les valeurs des propriétés diélectriques de quelques matières plastiques courantes et de céramiques (pour $\lambda = 3$ cm et 10 cm).

[SUH37]. DAVIS L. Jr, FELD B. T., ZABEL C. W. et ZACHARIAS J.R., **La structure hyperfine et le moment nucléaire du chlore** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 525).

[SUH38]. DICKE R. H., BERINGER R., KYHL R. L. et VANE A. B., **Mesures d'absorption atmosphérique à l'aide d'un radiomètre ultrahertzien** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 340. *Voir* également *N. D. R. C. Report* 1002 et *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1946, **21**, 25). — L'importance pratique (Radar) de la connaissance de l'absorption atmosphérique vers $\lambda = 1$ cm a conduit les auteurs à effectuer des mesures détectant le rayonnement thermique de l'atmosphère absorbante suivant la loi de Kirchhoff-Einstein. Ils ont utilisé le radiomètre ultrahertzien de Dicke (*Rev. Sc. Inst.*, 1946, **17**, 268). pour 1 cm, 1,25 cm et 1,50 cm. On donne ici la théorie de ces mesures et la relation entre absorption et rayonnement thermique. L'absorption est mesurée en même temps que sont effectués des sondages atmosphériques.

On a pu calculer les coefficients d'absorption pour $T = 293$°K $p = 1015$ millibars. On trouve :

$\lambda = 1$	cm.......	0,011 db : km : g H_2O : m³
$\lambda = 1{,}25$	»	0,026 »
$\lambda = 1{,}50$	»	0,014 »

Ces valeurs sont supérieures de 50 % à celles calculées par la théorie de Van Vleck. La largeur de la raie d'absorption (due aux chocs) et sa position sont en meilleur accord avec la théorie et les mesures d'absorption infrarouge. On note également que pour les λ utilisées le rayonnement d'origine cosmique est très faible ($<$ 20°K).

[SUH39]. ENGLUND C. R., **Constantes diélectriques et facteurs de puissance aux longueurs d'onde centimétriques** (*Bell. Syst. Tech. J.*, U. S. A., 1944, **23**, 114).

[SUH40]. FELD B. T., **Sur l'interaction quadrupolaire électrique du noyau dans les spectres moléculaires** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 1116).— La structure hyperfine des raies d'absorption ultrahertzienne est liée au moment quadrupolaire du noyau des atomes constituant la molécule.

Or des expressions différentes ont été données par les divers auteurs qui se sont proposé de calculer les positions des composantes hyperfines.

L'auteur propose pour le terme spectroscopique l'expression

$$E(Q) = -eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\left[1 - \frac{3K^2}{J(J+1)}\right] \times \left\{\frac{\frac{3}{8}C(C+1) - \frac{1}{2}I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)(2J-1)(2J+3)}\right\}$$

avec I spin nucléaire; J spin rotationnel; K projection de J suivant l'axe de symétrie :

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$$

et

$$F = \text{spin total} = I + J, \quad I + J - 1, \quad |I - J|.$$

Le moment électrique quadrupolaire Q est donnée par

$$Q = \iiint \rho r^2 (3\cos^2\theta - 1)\, d\tau$$

(*voir* CASIMIR, *Archives du Musée Teyler*, Pays-Bas, 1936, **8**, 201 et FELD-LAMB, *Phys. Rev.*, 1945, **67**, 15). Mais l'expression du « coefficient de couplage quadrupolaire » $eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ n'a pas la même forme chez les divers auteurs. C'est cette différence que précise l'auteur :

1° Nierenberg-Ramsey-Brody

$$(e^2 q Q)_{\text{N.R.B.}} = -\frac{1}{2} eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$$

pour molécules diatomiques et J élevé

2° Van Vleck et collaborateurs

$$\left(eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_{\text{V.V.}} = 4eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2},$$

(pour NH_3).

3° Coles et Good

$$(e^2 q Q)_{\text{C.G.}} = \frac{2I+3}{2I} eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2},$$

(pour NH_3).

4° Gordy, Smith, Simmons

$$\left(eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_{\text{G.S.S.}} = \frac{2I+3}{4I} eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}.$$

5° Townes-Holden-Bardeen-Merritt; même expression que celle de l'auteur.

Ces formules donnent pour NH_3

$$eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 4{,}18 \text{ Mc : s}.$$

Pour CH_3I et ICN : —1900 et —2588 Mc : s.

Pour Br CN, CH_3 Cl, CH_3 Br le spin I de Cl et Br est de $\frac{3}{2}$ et, par suite, la formule utilisée par Gordy-Smith-Simmons devient identique à celle de l'auteur donnée au début de cette analyse.

[SUH41]. FOLEY H. M., **Perturbations magnétiques du second ordre dans les spectres quadrupolaires nucléaires et l'effet « pseudo-quadrupole » dans les molécules diatomiques** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 504). — Étude théorique intéressant les interactions quadrupolaires nucléaires déterminées par la méthode des spectres ultrahertziens ou des faisceaux moléculaires.

[SUH42]. FORD L. H. et OLIVER R., **Recherches expérimentales sur la réflexion et l'absorption des radiations de 9 cm de λ** (*Proc. Phys. Soc.*, G. B., 1946, **58**, 265). —

Mesure du pouvoir réflecteur et de l'absorption pour $\lambda = 9$ cm et des angles compris entre 45° et 80° du sol nu, du sol recouvert de végétation, de l'eau, de solutions salines à 4 %.

[SUH43]. GILLIAM O. R., EDWARDS H. D. et GORDY W., **Anomalies dans la structure hyperfine de CH_3I et ICN** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 635). — La formule théorique donnant l'expression de l'effet quadrupolaire nucléaire n'est pas absolument satisfaisante pour la molécule NH_3 du type toupie symétrique. Mais l'écart est encore plus marqué pour CH_3I : de 1 à 3 Mc : s. C'est ce que précise une figure donnée par les auteurs.

Il en est de même pour ICN; l'effet quadrupolaire nucléaire du noyau d'azote — qui, pour la transition étudiée, est trop faible pour être décelé — ne semble pas pouvoir expliquer l'effet observé.

[SUH44]. GLAGOLEVA-ARKADIEVA A. A. et SOKOLOV N. A., **Sur la méthode des couples thermoélectriques de résonance utilisés pour la recherche d'un spectre complet dans la région U H.** (*C. R. Ac. Sc.*, U. R. S. S., 1941, **32**, **8**, 543).

[SUH45]. GIRARD P. et ABADIE P., **Courbes expérimentales des pertes et de la dispersion anomale comme bases d'une méthode spectrale** (*Trans. Faraday Soc.*, G. B., 1946, **42**, 40). — Étude de l'ensemble du spectre entre 3 cm et 20 m (et, pour certains composés, jusqu'à 10 000 km) de divers composés organiques.

L'alcool octylique normal montrerait deux régions de dispersion : vers 10 cm et vers 20 m environ (interprétation par la théorie de la molécule ellipsoïdale de F. Perrin). L'existence de deux régions de dispersion s'observe également pour les solutions de cet alcool dans la vaseline liquide.

Le nitrobenzène pur montre un maximum très net de ε'' vers $\lambda = 10$ cm et une inflexion de la courbe vers 40 cm environ

Le caoutchouc montre entre 1 m et 10 000 km environ un spectre très complexe qui dépend d'ailleurs des impuretés et du traitement physique qu'a subi l'échantillon. Le spectre de la nitrocellulose et de l'acétate de cellulose sont également assez complexes.

Étude du problème de l'eau libre et de l'eau liée pour l'amidon et le gluten plus ou moins desséchés; courbes donnant $\operatorname{tg}\delta$ de 100 m à 1 000 km environ.

[SUH46]. GOLDEN S., WENTINK T., HILLGER R. et STRANDBERG M. W. P., **Spectre Stark de H_2O** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 92). — A l'aide des techniques déjà décrites (Townes et Merritt, Hugues et Wilson, Dailey) les auteurs ont étudié, en fonction de la tension appliquée, l'effet Stark de la raie ultrahertzienne 22.235,22 Mc : s de H_2O. Des champs compris entre 0 et 7500 V : cm, ont été utilisés. La raie centrale a une largeur de 250 kilocycles : s et pour les composantes 500 environ. L'expérience donne

$$\Delta\nu = (20{,}65 - 1{,}003 M^2) E^2 . 10^{-8} \text{ Mc : s},$$

où

$$M = 0, \quad 1, \quad 2, \quad 3, \quad 4, \quad 5, \qquad E = \text{champ en V : cm.}$$

La théorie des perturbations donne

$$\Delta\nu = (18{,}42 - 0{,}9165 M^2) E^2 . 10^{-8}$$

pour un moment dipolaire de 1,84D.

[SUH47]. GOOD W. E., **Le spectre d'inversion de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **69**, 539). — Courte note prenant date pour la découverte d'une structure rotationnelle de la bande d'inversion de NH_3; cette observation a été faite également simultanément, par Bleaney-Penrose et par Townes. Voir détails dans [SUH**49**].

[SUH48]. GOOD W. E., **Le spectre d'inversion de NH_3** *Phys. Rev.* U. S. A. 1946, 70, 109. Courte Note. *Voir* [SUH**49**].

[SUH49]. GOOD W. E., **Le spectre d'inversion de NH_3** *Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 213). — En même temps que Bleaney-Penrose et Townes, l'auteur a découvert l'existence d'une structure fine de la bande ultrahertzienne de NH_3 vers $\lambda = 1{,}2$ cm (découverte par Cleeton-Williams en 1934)

Cette bande correspond à l'existence *de deux positions d'équilibre de l'atome N par rapport au plan des atomes H* (*d'où le nom de bande d'inversion*).

Technique. Voir (*Bibl. T.*)

Résultats : 1° *Structure fine*. On observe une trentaine de raies entre 20 000 et 26 000 Mc : s. Elles peuvent être classées empiriquement par la formule :

$$\begin{aligned}\nu^{\star}\,(\text{cm}^{-1}) = {} & 0{,}79347 - 0{,}005048(J^2 + J) \\ & + 0{,}007040 K^2 + 0{,}00001546 (J^2 + J)^2 \\ & - 0{,}00004260 (J^2 + J) K^2 + 0{,}000002920 K^4,\end{aligned}$$

où J est le nombre quantique total de rotation et K le nombre d'unités du moment de la quantité de mouvement par rapport à l'axe de symétrie de NH_3. Dans cette formule J et K peuvent prendre les valeurs 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, comme l'indique la figure 15 du texte précédant ces analyses.

On remarque que les raies correspondant à $K = 3$ et $K = 6$ ont une intensité anormale, ce dont rend compte la théorie.

2° *Structure hyperfine*. En examinant les raies avec une grande dispersion (générateur de signaux en dents de scie) on observe, notamment pour $J = 3$ $K = 3$, deux composantes, de part et d'autre de la raie centrale (soit donc quatre composantes en tout, de séparation $\pm \Delta\nu$ et $\pm \Delta\nu'$) l'écart étant de quelques mégacycles : seconde. Des photographies sont reproduites. On a montré ultérieurement que *cette structure hyperfine provient du moment quadrupolaire électrique de l'atome* N.

[RUH50]. GOOD W. E. et COLES D. K., **Fréquences d'absorption ultrahertziennes de $N^{14}H_3$ et $N^{15}H_3$** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 383). — Ce travail est particulièrement important car il donne une détermination très précise (à $\pm$ 0,02 Mc : s près) de la position d'une *quinzaine de raies ultrahertziennes de $N^{14}H_3$ et $N^{15}H_4$ entre* 20 000 et 26 000 Mc : s *environ*. Ces valeurs peuvent permettre d'étalonner en fréquence un appareil quelconque à l'aide de ces étalons secondaires bien connus maintenant. Les mesures ont été faites à l'aide de transmissions étalons de la station du National Bureau of Standards, les fréquences étant marquées à partir des harmoniques d'un oscillateur à cristal (240 Mc).

[SUH51]. GOOD W. E. et COLES D. K., **Mesure des fréquences des raies d'absorption ultrahertziennes et leur structure fine** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 157).

[SUH52]. GORDY W. et MYER KESSLER, **Spectre ultrahertzien : La structure hyperfine de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 640). — Le spectre de $N^{14}H_3$ dans la région de 1,25 cm a été étudié à l'aide d'un klystron dont la tension réflecteur est modulée; le gaz est renfermé dans un guide d'onde de 12 m de long, la pression étant de 10^{-5}mmHg. Le détecteur est relié à un amplificateur radio avec filtre basse fréquence.

L'expérience confirme et précise les résultats antérieurs de divers auteurs : Les raies 1-1, 2-2, 3-3, 4-4, 5-5, 6-6, 8-8, présentent, *de part et d'autre de la raie centrale, des paires de satellites* (reproduction des oscillogrammes obtenus). Ces satellites s'éloignent de la raie centrale quand les nombres quantiques du moment angulaire augmentent. Ces *satellites sont dus à la décomposition de la raie centrale par le moment quadrupolaire nucléaire de N^{14}*.

[SUH53], GORDY W. et MYER KESSLER, **Un nouveau système électronique pour la détection des spectres ultrahertziens** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 644).

[SUH54]. GORDY W., SIMMONS J. W. et SMITH A. G., **Constantes nucléaires et moléculaires par les spectres**

ultrahertziens. Chlorure de méthyle et bromure de méthyle (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 344). — Etude de la transition rotationnelle $J = 0 \rightarrow J = 1$ de CH_3Cl^{35} et CH_3Cl^{37} et de la transition $J = 1 \rightarrow J = 2$ de CH_3Br^{79} et CH_3Br^{81}.

Pour CH_3Cl on observe deux régions d'absorption 26 175 et 26 565 Mc : s dues respectivement à CH_3Cl^{37} et CH_3Cl^{35}. De même 38 100 et 38 300 environ pour CH_3Br^{81} et CH_3Br^{79}.

En outre, pour chacune de ces régions, on observe une structure hyperfine due au moment quadrupolaire du noyau d'halogène. Ce couplage quadrupolaire est défini par $eQ\,\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$. On donne la valeur de ce facteur ainsi que celui de Q, moment quadrupolaire, pour CH_3Cl, CH_3Br, ClCN, BrCN pour les deux isotopes; on détermine également les moments d'inertie des halogénures de méthyle examinés et les distances C-halogène : C-Cl = 1,79 Å; C-Br = 1,94 Å.

[SUH55]. GORDY W., SMITH A. G. et SIMMONS J. W. **Spectre ultrahertzien. Iodure de méthyle** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 917). — Étude préliminaire sur l'absorption de CH_3I vers 1 cm; ce travail qui sera complété ultérieurement [SUH56] par une étude à basse température montre déjà 11 raies de structure hyperfine. Pour CH_3I on ne peut interpréter ces raies par un effet isotopique; elles proviennent donc de l'interaction du moment quadrupolaire du noyau de l'iode avec le champ moléculaire.

La structure hyperfine observée permet de déterminer le moment d'inertie $I_B = 111.10^{-40}$ g cm² et la distance C-I = 2,13 Å.

[SUH56]. GORDY W., SMITH A. G. et SIMMONS J. W., **Analyse de la structure hyperfine dans le spectre ultrahertzien de la molécule CH_3I (toupie symétrique)** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 249). — On reprend le travail antérieur [SUH55] sur le spectre de CH_3I entre 29 600 et 30 500 Mc : s en étudiant cette fois CH_3I à —70°C.

Cet abaissement de la température a permis d'observer de nouvelles raies et de préciser l'intensité des raies.

Comme indiqué antérieurement, la structure hyperfine provient du moment quadrupolaire du noyau de l'iode. Les données expérimentales pour $J = 1 \rightarrow J = 2$ s'accordent parfaitement (tableau) avec les données théoriques. Celles-ci conduisent à utiliser la formule :

$$T_F = \left(eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)\left[\frac{3K^2}{2J(J+1)} - \frac{1}{2}\right] \times \frac{3C(C+1) - 4J(J+1)I(I+1)}{2(2J-1)(2J+3)(2I-1)(2I+3)}$$

avec T_F décomposition hyperfine des niveaux d'énergie rotationnelle.

$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$,

$F = J + I, \quad J + I - 1, \quad \ldots, \quad J - I \quad$ (ou $I - J$ quand $I \geqq J$),

$I = \frac{5}{2}$ spin nucléaire de l'iode,

$eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ coefficient de couplage quadrupolaire, Q moment de quadrupole de l'iode, V potentiel moléculaire au noyau d'iode, z axe des coordonnées suivant la liaison C-I.

[SUH57]. GORDY W., SMITH W. V., SMITH A. G. et RING H., **Spectres ultrahertziens : Structure hyperfine de BrCN et ICN** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 259). — Étude vers 32 000—33 000 Mc : s des transitions $J = 3 \rightarrow J = 4$ de BrCN et $J = 4 \rightarrow J = 5$ de ICN. On observe deux groupes de raies de structure hyperfine : les unes sont dues aux états de vibration fondamentaux (intenses) les autres à des états excités (faibles). On en déduit l'accroissement de la distance Br—C (0,0029 Å) et I—C (0,0037 Å) entre l'état excité et l'état fondamental. En outre, le moment d'inertie de ICN (état fondamental) est 260.10^{-40} g. cm², la distance C—I = 2,00 Å. On donne également le facteur de couplage quadrupolaire $eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$.

[SUH58]. HADLEY L. N. et DENNISON D. M., **Le spectre ultrahertzien de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 780). — L'étude expérimentale de la structure fine du spectre de NH_3 vers $\lambda = 1$ cm conduit, d'après Good, à exprimer toutes les raies observées par la formule

$$\frac{\nu}{hc} = 0{,}79347 - 0{,}005048(J^2 + J) + 0{,}007040\,K^2 \quad (\text{en cm}^{-1}),$$

où J et K sont les nombres quantiques relatifs respectivement au moment de la quantité de mouvement de la molécule, total et relatif à l'axe de symétrie.

Or ces termes en $J^2 + J$ et K^2 ont déjà été introduits dans l'étude du spectre *infrarouge* de NH_3 par Sheng-Barker-Dennison (*Phys. Rev.*, 1941, **60**. 786). L'expérience donnait, pour l'infrarouge, pour les premiers états *excités*

$$\frac{\nu}{hc} = 35{,}9 - 0{,}17(J^2 + J) + 0{,}23\,K^2.$$

Quant à l'état normal, les coefficients de $J^2 + J$ et K^2 étaient si petits qu'il n'était pas possible d'observer une structure dans l'*infrarouge*. Par contre, l'ultrahertzien donne maintenant cette structure (*voir* 1re formule). Reprenant leur *théorie* et corrigeant des erreurs matérielles, les auteurs donnent :

État normal : $-0{,}0035(J^2 + J) + 0{,}0053\,K^2$.
1er état excité : $-0{,}156\ (J^2 + J) + 0{,}219\,K^2$.

L'accord avec les données ultrahertziennes est peu satisfaisant en ce qui concerne la valeur des coefficients.

Une autre théorie plus développée conduit à

État normal : $-0{,}0047(J^2 + J) + 0{,}0059\,K^2$.
» excité : $-0{,}21\ (J^2 + J) + 0{,}24\,K^2$,

ce qui n'est pas encore très satisfaisant. Ceci doit être dû au caractère approché de la théorie et au manque de connaissances précises sur les forces moléculaires dans NH_3.

[SUH59]. HASTED J. H., RITSON D. M. et COLLIE C. H., **Propriétés diélectriques des solutions aqueuses ioniques** (*J. Chem. Phys.*, U. S. A., 1948, **16**, 1).

[SUH60]. HERSHBERGER W. D., **Absorption de l'ultrahertzien par les gaz 1re partie** (*J. Appl. Phys.*, U. S. A., 1946, **17**, 495). — Ce travail est particulièrement important car c'est l'une des premières recherches d'ensemble effectuées sur l'absorption U. H. de gaz autres que NH_3. On a déterminé, pour $\lambda = 1$ et 3 cm environ, la constante diélectrique et le coefficient d'absorption de 15 gaz; on a examiné plus particulièrement l'influence de la pression.

La technique est décrite [*Voir* Bibl. T]; un appendice très intéressant se rapporte à l'étude de l'effet des diélectriques sur la propagation dans les guides d'onde.

Étude de l'absorption de NH_3 pur : de 0 à 1 atmosphère pour $\lambda = 1{,}25$ et 3 cm; de 0 à 5 cm de Hg pour $\lambda = 1{,}227$; $\lambda = 1{,}243$; $\lambda = 1{,}320$ cm. Étude de mélanges $NH_3 + O_2$ à 12,5; 25; 50 et 100 % de NH_3, de 0 à 1 atmosphère pour $\lambda = 1{,}25$ cm. Valeurs de α (coefficient d'absorption) et de $\delta = \varepsilon' - 1$ ($\lambda = 1{,}25$ cm; p = 1 atmosphère) pour : ammoniac, fluorure, chlorure et bromure de méthyle; chlorure d'éthyle; fréon 22 $CHClF_2$; fréon 21 $CHCl_2F$; fréon 12 CCl_2F_2; éther diméthylique; oxyde d'éthylène; gaz sulfureux; méthylamine; diméthylamine; éthylamine; hydrogène sulfuré.

Voir deuxième partie de l'article : Walter et Hershberger *ibid.*, p. 814.

[SUH61]. HERSHBERGER W. D., BUSH E. T. et LECK G. W., **Effets thermiques et acoustiques intervenant dans l'absorption de l'ultrahertzien par les gaz** (*R. C. A. Rev.*, U. S. A., 1946, **7**, 422). — Étude de 50 composés gazeux à la température ambiante sous 1 atmosphère. L'énergie absorbée par le gaz se transforme en énergie thermique et sonore.

[SUH62]. HERSHBERGER W. D. et TURKEVICH J., **Absorption de l'alcool méthylique et de la méthylamine pour les ondes de 1,25 cm** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 554). — On observe pour CH_3OH 5 raies d'absorption vers 1 cm; elles se classent par la formule $\nu = 24930 + 20m^2$ ($m = 0, 1, 2, 3, 4$) Pour CH_3NH_2 on a décelé 10 raies dont 6 peuvent être classées par $\nu = 25436 - 32m - 50m^2$ (m de 2 à 7).
Ces molécules sont du type toupie légèrement asymétrique avec rotation libre interne; Nielsen (*Phys. Rev.*, 1932, **40**, 445) a utilisé les niveaux d'énergie donnés par

$$F(JKK_1K_2) = BJ(J+1) - BK^2 + A_1K_1^2 + A_2K_2^2$$

avec

$$K = K_1 + K_2.$$

Si l'on considère la transition $\Delta J = \pm 1$ on calcule des fréquences doubles de celles observées (région non encore explorée).

Par contre $K = 0 \rightarrow K = 1$ donne l'ordre de grandeur correct et il faut certainement rechercher dans cette façon de voir l'interprétation des résultats obtenus plutôt que d'invoquer un effet d'inversion comme pour NH_3 ou encore une rotation entravée autour de la liaison C—O ou C—N.

[SUH63]. HILLGER R.E., STRANDBERG M.W.P. WENTINK T. et KYHL R. L., **Le spectre d'absorption centimétrique de l'oxysulfure de carbone** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 157). — Etude des raies ultrahertziennes

$$J = 1 \rightarrow J = 2, \qquad J = 3 \rightarrow J = 4, \qquad J = 4 \rightarrow J = 5$$

de l'oxysulfure de carbone. On en déduit les distances

$$\text{C—O} = 1{,}1622 \text{ Å} \quad \text{et} \quad \text{C—S} = 1{,}5599 \text{ Å}.$$

[SUH64]. HIPPEL (VON) A., **Rapport sur les diélectriques en ultrahertzien** (O.S.R.D., Rapport n° 1197 décembre 1942).

[SUH65]. HORNER, TAYLOR, DUNSMUIR, LAMB, JACKSON., **Méthodes de résonance pour les mesures diélectriques aux longueurs d'onde centimétriques** (*J. Institute Electrical Eng.*, 1946, **93**, 53. *Voir* Bibl. [T.]).

[SUH66]. HUGHES R. H. et BRIGHT WILSON E., **Spectromètre ultrahertzien** (*Phys. Rev.*, U. S. A. 1947, **71**, 562). — Description d'un spectromètre ultrahertzien pour la région de 1 cm (bande K. *Voir* Bibl. [T.]).

Le minimum d'absorption décelable par cette méthode dépend de l'effet Stark de la substance étudiée.

C'est ainsi que, pour le spectre d'inversion de l'ammoniac, on peut déceler 0,3 % de $N^{15}H_3$ dans l'ammoniac ordinaire.

[SUH67]. JACKSON W., **La représentation des propriétés diélectriques et les principes permettant leur mesure pour les longueurs d'onde centimétriques** (*Trans. Faraday Soc.*, G. B., 1946, **42**, 91). *Voir* Bibl. [T.]). — Article *extrêmement important* pour l'étude correcte des propriétés diélectriques dans le spectre ultrahertzien.

[SUH68]. JACKSON W. et POWLES J. G., **Pertes diélectriques des solutions dans le benzène et l'huile de paraffine en ultrahertzien** (*Trans. Faraday Soc.*, G. B., 1946, **42**, 101). — 1. *Technique des mesures.* Voir Bibliographie [T].

2. *Résultats.* 1° Des expériences de vérification ont prouvé que pour tous les corps organiques étudiés (benzophénone, nitrobenzène, bromobenzène, chloroforme, acétone) et à toutes les fréquences utilisées (10^5 à $2{,}5.10^{10}$ c : s), l'angle de perte tg δ était fonction linéaire de la concentration soit dans le benzène, soit dans l'huile de paraffine. Ce résultat permet la réduction des mesures effectuées à différentes fréquences à une concentration standard 1 g/100 cm³.

2° *Solutions dans le benzène.* Courbe de tg δ en fonction de la fréquence; benzophénone 1 g/100 cm³. Valeurs de tg δ à différentes fréquences pour nitrobenzène, bromobenzène, chloroforme, acétone. Valeurs calculées du moment dipolaire et du temps de relaxation pour ces corps. Ces résultats s'accordent bien avec ceux d'autres auteurs.

3° Solutions dans l'huile de paraffine. Courbe de tg δ en fonction de la fréquence : benzophénone 1 g/100 cm³. Le moment dipolaire de la benzophénone déduit de cette courbe est le même à 1,5 % près que celui trouvé avec la solution benzénique.

Valeur du temps de relaxation aux différentes fréquences pour la molécule de benzophénone en solution dans l'huile; comparaison avec la solution benzénique.

[SUH69]. JAUCH J. M., **La structure hyperfine du spectre d'inversion de l'ammoniac dans un champ électrique** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 535). — Le calcul de cette structure en mécanique quantique conduit à une équation séculaire du troisième ordre. Schéma complet des niveaux pour la raie la plus intense : $J = K = 3$.

[SUH70]. JAUCH J. M., **La structure hyperfine et l'effet Stark du spectre d'inversion de NH_3** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 715). — Étude théorique détaillée (mécanique quantique) du spectre ultrahertzien de NH_3.

1° On a étudié la structure hyperfine (position et intensité des composantes) liée à l'existence du moment quadrupolaire du noyau N^{14}.

2° On a étudié l'effet Stark des raies d'absorption dans un champ E de valeur variable; on donne les formules précisant les niveaux pour $E < E_c$ et $E > E_c$ ($E_c \neq 500$ V : cm).

Le cas $J = 3$, $K = 3$ est étudié plus particulièrement.

[SUH71]. JEN C. K., **Spectre ultrahertzien et effet Zeeman dans une cellule d'absorption constituée par une cavité résonnante** (*Phys. Rev.*, U.S.A., 1947, **72**, 986). — Pour étudier l'effet Zeeman des raies de NH_3, au lieu d'utiliser la méthode des guides d'onde, l'auteur applique une méthode de cavité résonnante; cette cavité est placée dans un champ de 3 000 gauss. Pour un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique haute fréquence (Mode TE) on observe un doublet; pour le mode TM qui a des composantes à la fois perpendiculaire et parallèle au champ magnétique on a un triplet.

Cette décomposition se manifeste non seulement pour la raie principale mais également pour toutes les composantes de structure hyperfine.

[SUH72]. KAPUSTINE A. P., **Application de la deuxième méthode de Drude à la mesure de la constante diélectrique et à la détermination des moments dipolaires des molécules sur $\lambda = 10$ cm** (*Zh eksper teor Fiz.*, S. S. S. R., 1947, **17**, 30.) — Etude de divers mélanges organiques avec C_6H_6, CCl_4, CS_2 comme solvant. Détermination de μ par la méthode des solutions.

[SUH73]. KARPLUS R., **Effets de saturation dans le spectre U. H. de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 1120). — Les données expérimentales de Bleaney-Penrose (*Proc. Phys. Soc.*, 1948, **60**, 83) sur l'effet de saturation de la raie 3,3 du spectre d'inversion de NH_3 sont confrontées avec la théorie développée par Karplus et Schwinger [SUH74.].

[SUH74]. KARPLUS R. et SCHWINGER J., **Note sur la saturation en spectroscopie ultrahertzienne** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 1020). — Van Vleck et Weisskopf ont étudié l'élargissement par choc des raies d'absorption ultrahertzienne pour une faible radiation ultrahertzienne monochromatique incidente. Mais ce travail ne discutait pas ces deux aspects de la question : 1° Saturation; 2° Modulation de fréquence. C'est le premier de ces points dont on développe ici la théorie quantique (le second fait l'objet d'un autre mémoire) pour des puissances *élevées* du rayonnement ultrahertzien incident.

Dans ce cas, il apparaît des transitions induites parmi les états moléculaires, effet qui n'est pas négligeable par rapport aux effets de chocs : l'hypothèse d'un équilibre thermique n'est alors plus valable.

[SUH**75**]. KING G. W., HAINER R. M. et CROSS P. C., **Coefficients d'absorption ultrahertzienne de l'eau et de molécules analogues** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 433; [SUH**76**]. (*J. Chem. Phys.*, U. S. A., 1943, **11**, 27 et [SUH**77**] (*J. chem. phys.*, U. S. A., 1944, **12**, 210. — Ce travail théorique particulièrement important a pour but de prévoir les positions et les intensités des bandes ultrahertziennes (ou de l'infra-rouge lointain) des molécules : H_2O, D_2O, HDO, H_2S, H_2 Se, HDS, HDSe, D_2S (rotateur asymétrique).

La méthode de calcul des intensités a été développée dans un précédent mémoire des auteurs : (*J. Chem. Phys.*, 1943, **11**, 27 et 1944, **12**, 210).

Ceci a permis de donner un *tableau complet des intensités des raies de* H_2O *pour toutes les transitions possibles allant jusqu'à* $J = 6$. Parmi ces transitions, on trouve notamment, pour H_2O, vers $\lambda = 1{,}35$ cm ($\nu^* = 0{,}7418$ cm^{-1}) la raie (intense dans l'absorption atmosphérique) généralement désignée par $5_{-1} \rightarrow 6_{-5}$ que les auteurs précisent : $6_{1,6,-5} — 5_{2,3,-1}$ en donnant, par les deux premiers indices, les valeurs absolues de K (pour le niveau $J = 6$ ou $J = 5$) pour chacun des cas limites du rotateur symétrique; le troisième indice, généralement désigné par τ, est la différence entre les deux premiers.

Dans un autre tableau, les auteurs donnent la *position et l'intensité de quelques raies que l'on peut prévoir dans l'ultrahertzien pour* H_2O, D_2O, HDO, H_2S, H_2Se (*au-dessous de* 10 *cm*$^{-1}$).

Le cas de HDO est spécial : on a montré que les règles de sélection sont différentes et que des transitions peuvent se produire entre des niveaux doublement dégénérés : des raies peuvent être prévues dans l'ultrahertzien notamment $5_{33} — 5_{32}$ prévue à 0,79 cm^{-1} et observée par Townes et Merritt (SUH**115**;) le coefficient d'absorption calculé pour cette raie est en excellent accord avec l'expérience.

[SUH**78**]. KYHL R. L., DICKE R. H. et BERINGER R., **L'absorption des ondes électromagnétiques de 1 cm par la vapeur d'eau atmosphérique** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **69**, 694). — Courte note *Voir* [SUH**8**] [SUH**38**].

[SUH**79**]. LAMB J., **Mesures sur les propriétés diélectriques de la glace** (*Trans. Faraday Soc.*, G. B., 1946, **42**, 238). — Mesures de tg δ et de ε' de la glace : 1°) pour 10^{10} c : s de 0 à —40°C; 2°) pour —5°C de 8×10^3 à $1{,}25 \times 10^6$ c : s.

Pour 10^{10} c : s, tg δ croît lorsque la température passe de —40 à —1°C ($\varepsilon' = 3{,}05$).

Pour $t = —5°$ C, tg δ passe par un maximum pour une fréquence de $3{,}5 . 10^4$ c : s; on en déduit $\tau = 1{,}4 . 10^{-4}$ sec.

[SUH**80**]. LAMB Jr W. E., **Théorie d'un spectroscope ultrahertzien** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 308). — Les mesures d'absorption des ondes centimétriques par la vapeur d'eau par la méthode de Becker-Autler [SUH**8**] suppose que les données des thermocouples sont proportionnelles au Q de la cavité et de son contenu. On étudie ici théoriquement les conditions de validité de cette hypothèse.

[SUH**81**]. MEGGERS W.F., **Spectroscopie : Passé, présent et futur. Spectroscopie en radiofréquences** (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1946, **36**, 431-448). — Article d'ensemble très important. Détermination des spins et des moments nucléaires par les ondes centimétriques.

[SUH**82**]. MILLER P. H. et GOODMAN B., **Détecteurs optiques ultrahertziens** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 110). Courte note. Effets électro et magnétooptiques aux fréquences ultrahertziennes. Cellule de Kerr.

[SUH**83**]. MILLER J. W. et BENDER R. S., **Absorption de la vapeur d'eau,** *N. D. R. C.*, Rapport n° 729, cité par Becker-Autler [SUH**8**].

[SUH**84**]. MUELLER G. E., **Propagation des ondes de 6 mm** (*Proc. Inst. Radio, Eng.*, U. S. A., 1946, **34**, 181). — Un premier pas dans l'exploration d'une nouvelle bande de fréquence pour télécommunications, c'est l'étude des propriétés de transmission du milieu.

On décrit ici les méthodes et résultats des mesures d'atténuation due aux chutes de pluie et aux gaz atmosphériques pour $\lambda = 0.62$ cm ($4{,}8 \times 10^{10}$ c) 0.6 db : mile : mm : h pour la pluie modérée et 0.2db : mile : mm : h pour gaz atmosphérique (Atténuation pour $\lambda = 0{,}6$ cm environ double de celle pour 1 cm). Générateur : oscillateur à modulation de vitesse 1,24 cm (2e harmonique). Pas de détail expérimental. Antenne parabolique (18 inchs de diamètre); détecteur Si-W.

[SUH**85**]. NIELSEN H. H. et DENNISON D. M., **Valeurs anormales de certaines des raies de structure fine de** NH_3**, dans le spectre ultrahertzien** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 86. — Les mesures de Good-Coles et de Strandberg-Kyhl-Wentink-Hillger [SUH**105**] ont montré l'anomalie suivante dans le spectre de NH_3 vers 1 cm. : les raies provenant de transitions entre $K = 3$ et J entier impair sont déplacées vers les grandes λ, et celles entre $K = 3$ et J entier pair vers les courtes λ, par rapport à la position calculée par une formule empirique très satisfaisante, par contre, pour toutes les autres raies.

Les auteurs interprètent cette observation en tenant compte du fait que les niveaux de rotation où K est différent de zéro sont doublement dégénérés. Pour K multiple de 3 la dégénérescence est supprimée par une perturbation triplement dégénérée. Donc, suivant que J est impair ou pair, on observe l'une ou l'autre des deux composantes provenant de la suppression de la dégénérescence, d'où le déplacement observé.

[SUH**86**]. NIELSEN H. H. et DENNISON D. M., **Valeurs anormales de certaines des raies de structure fine dans le spectre ultrahertzien de** NH_3 (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 1101). — Si les formules empiriques de Bleaney-Penrose, Good-Coles, classant les raies rotationnelles sont généralement satisfaisantes, il y a toutefois une exception : les raies correspondant aux niveaux $K = 3$ (et peut-être aussi $K = 6$). Cette exception est interprétée par les auteurs en introduisant une décomposition du type K de ces niveaux. Cette décomposition provient d'une perturbation du quatrième ordre liée aux termes de correction sur les moments d'inertie et aux termes de correction de Coriolis. Toutefois, le principe d'exclusion de Pauli ne permet l'existence que d'une des deux composantes : pour l'état de vibration inférieur, si J est pair, seule apparaît la composante la plus basse des niveaux $K = 3$; si J est impair c'est la composante la plus élevée; c'est l'inverse pour l'état de vibration supérieur. Par suite, pour $\Delta J = \Delta K = 0$ les raies provenant de niveaux J pairs sont déplacées vers les courtes λ et celles de J impair vers les grandes; λ; d'où l'anomalie observée.

[SUH**87**]. NIERENBERG W. A., RAMSEY N. F. et BRODY S. B., **Mesure des interactions de moments quadrupolaires des noyaux** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 773).

[SUH**88**]. ORTUSI J., **Définition et mesure des coefficients de réflexion dans les guides** (*Ann. Télécommunic. Fr.*, 1946, **1**, 73). — Coefficient de réflexion de l'eau liquide vers $\lambda = 20$ cm.

[SUH**89**]. PENROSE R. P., **Mesure de la constante diélectrique et de l'angle de pertes de quelques solides à faibles pertes à 25 000 Mc** (λ = **1.2 cm**) (*Trans. Faraday Soc.*, G. B., 1946, **42**, 108). — *Technique.* Méthode de cavité résonnante cylindrique excitée en H_{01n}. L'intérêt de ce mode vient du fait que le champ électrique est faible au voisinage des parois du cylindre. L'échantillon n'a donc pas besoin d'être soigneusement ajusté. Le piston fermant la cavité n'a pas non plus besoin de toucher ces parois car il ne ferme pas de ligne de courant.

La cavité est couplée par un trou au guide « feeder » et par un autre trou au guide de sortie qui contient le détecteur Si-W; le résonateur employé a un Q de 15 000.

Théorie. L'auteur donne une théorie complète de la méthode : On peut relier la constante diélectrique de la substance au déplacement du piston ramenant la cavité à la résonance lorsqu'elle contient le corps, et l'angle de perte $\operatorname{tg}\delta$ à la diminution du coefficient de surtension de la cavité contenant le corps.

Résultats. 15 substances présentant un intérêt industriel telles que le polystyrène, l'ébonite, la paraffine etc. ont été étudiées; un tableau donne les valeurs de ε' et $\operatorname{tg}\delta$. L'erreur maximum sur ε' est de 2 %, l'erreur sur $\operatorname{tg}\delta$ est de l'ordre de 10 %.

[SUH**90**]. POND T. A. et CANNON W. E., **Effet de saturation dans le spectre ultrahertzien de NH_3** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 1121. — En étudiant le spectre de NH_3, Townes [SUH**108**] a observé un effet de saturation qui se traduit par une *diminution de l'absorption et un élargissement des raies* quand on augmente la puissance haute fréquence. Toutefois, d'autres auteurs ont bien observé la diminution de l'absorption, mais non l'élargissement. Les auteurs ont repris l'examen de la raie 3,3 de NH_3 à basse pression pour des puissances comprises entre 0,06 et 20 μW *à l'aide d'un montage dont ils donnent le schéma*. Les deux observations de Townes ont été confirmées.

[SUH**91**]. POWLES J. G., **Mesures des grandes valeurs de permittivité pour des λ centimétriques** (*Nature*, G. B., 1948, **161**, 25). Étude de l'orthotitanate de zinc ($\varepsilon' = 25{,}8$) et du rutile ($\varepsilon' = 91{,}2$).

[SUH**92**]. RICHARDS P. I. et SNYDER H. S., **Saturation et élargissement des raies de résonance ultrahertziennes** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 269). — Très courte note donnant l'expression de la puissance absorbée dans l'ultrahertzien par unité de volume d'un gaz.

[SUH**93**]. RING H., HOWARD EDWARDS, MYER KESSLER et GORDY W., **Spectre ultrahertzien : Cyanure et isocyanure de méthyle** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 1262.) — On a mis en évidence pour la molécule CH_3CN les sauts

$$J = 0 \to J = 1 \quad (18400 \text{ Mc : s})$$

et

$$J = 1 \to J = 2 \quad (36800 \quad \text{»} \quad)$$

La structure hyperfine de $J = 0 \to J = 1$ a été observée et mesurée (3 composantes). Pour calculer théoriquement ces composantes les auteurs proposent la formule

$$\nu = \frac{1}{h}\left(eQ\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)\left[\frac{3K^2}{J(J+1)} - 1\right] \times \frac{\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)(2J-1)(2J+3)}$$

avec

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1),$$

formule légèrement différente de celle donnée précédemment par Coles et Good [SUH**25**].

La structure de la raie $J = 1 \to J = 2$ montre que CH_3CN est une molécule du type toupie symétrique de moment d'inertie $I_B = 90{,}9 \cdot 10^{-40}$ g.cm².

Pour CH_3NC, la structure hyperfine de $J = 0 \to J = 1$ (vers 1,488 cm) n'a pu être résolue; pour $J = 1 \to J = 2$ (vers 0,745 cm) un groupe de 8 raies a été décelé, s'étendant sur 330 Mc : s environ; mais cet intervalle est trop grand pour qu'il s'agisse de structure hyperfine, ce résultat n'est pas encore interprété définitivement (présence d'impuretés ou molécule type toupie légèrement asymétrique).

[SUH**94**]. ROBERTS A., **Spectroscopie aux radio fréquences dans les recherches nucléaires** (*Nucleonics*, U. S. A., 1947, **1**, 10. — Exposé d'ensemble.

[SUH**95**]. ROBERTS A., BEERS R. et HILL A. G., **Mesure du spin nucléaire, du moment magnétique et de la structure hyperfine par une méthode de modulation de fréquence ultrahertzienne** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 112).

[SUH**96**]. ROBERTSON S. D., **L'effet de la pluie sur la propagation des ondes entre 1 et 3 cm** (*Proc. Inst. Radio Eng.*, U. S. A., 1946, **34**, 178). — Etude expérimentale : pour $\lambda = 1{,}09$ cm les ondes sont fortement atténuées même pour pluies modérées; l'atténuation pour $\lambda < 3$ cm est légère pour pluies modérées.

[SUH**97**]. SAXTON J. A., **Propriétés diélectriques de l'eau aux longueurs d'onde comprises entre 2 mm et 10 cm entre 0 et 40° C.** (*Paper*, R. R. B., U. S. A., C. 115, avril 1945).

[SUH**98**]. SIMMONS J. W. et GORDY W., **Structure du spectre d'inversion de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 713). — Les mesures de structure fine du spectre d'inversion de NH_3 ont été étendues jusqu'à la raie $J = 16$ $K = 16$ à 39941 Mc : s (ondes millimétriques); les intensités relatives et les positions sont en bon accord avec les valeurs calculées. On a déterminé la structure hyperfine de 15 raies. Un *désaccord systématique existe entre les séparations des composantes mesurées et les valeurs calculées*; mais l'accord est satisfaisant en ce qui concerne *l'intensité* des composantes hyperfines.

[SUH**99**]. SLATER J. C., **Electronique en ondes centimétriques** (*Rev. Mod. Phys.*, U. S. A., 1946, **18**, 441. — Important exposé d'ensemble.

[SUH**100**]. SLEVOGT **Dispersion et absorption des ondes électromagnétiques dans les alcools et les solutions aqueuses** (*Ann. der Phys.*, 1939, **36**, 141).

[SUH**101**]. SMITH W. V. et CARTER R. L., **Effet de saturation dans le spectre ultrahertzien de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 638). — Townes a montré [SUH**108**] que le coefficient d'absorption pour la raie 3-3 du spectre ultrahertzien de NH_3 (vers $\lambda = 1$ cm) dépend de la puissance haute fréquence absorbée par la molécule; il avait également observé un élargissement de la raie.

Dans le présent travail les auteurs n'ont pas observé l'élargissement, mais ont confirmé l'existence de l'effet de saturation.

[SUH**102**]. SMITH A. G., RING H., SMITH W. V. et GORDY W., **Couplage quadrupolaire nucléaire de l'azote pour ICN et N_2O** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 633). — Etude de la structure hyperfine de la raie $J = 3 \to J = 4$ de $IC^{12}N^{14}$ et $N^{14}N^{14}O$ vers 1,18 cm; cette structure est due à la fois aux noyaux de I et de N^{14}, avec prépondérance de l'effet du noyau d'iode.

Application de la théorie de Bardeen-Townes qui tient compte de l'influence mutuelle des deux noyaux.

[SUH**103**]. SMITH W. V., **Détermination du spin nucléaire à partir de l'effet Stark du spectre rotationnel ultrahertzien** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 126). — On peut déduire les spins nucléaires des mesures du rapport d'intensité des raies du spectre rotationnel ultrahertzien. Par exemple, pour une molécule du type toupie symétrique (exemple $CHCl_3$), pour chaque niveau J les sous-niveaux $K = 0, 3, 6$ sont intenses (S) alors que les sous-niveaux $K = 1, 2, 4, 5, 7, 8$ sont faibles (W).

D'après Dennison (*Rev. Mod. Phys.*, 1931, **3**, 280) on a

$$\frac{S}{W} = 1 + \frac{3}{4(I^2 + I)},$$

I étant le spin nucléaire,

Cependant, de 10 000 à 25 000 Mc : s, pour J donné, les sous-niveaux K sont répartis sur une bande de moins d'un mégacycle et difficilement utilisables. Par contre, si le gaz est soumis à un champ électrique continu, la séparation des multiplets est grande par suite d'un effet Stark important. La variation de fréquence est

$$\Delta\nu \neq \frac{\mu E}{h}\left[\frac{2KP}{J(J+1)(J+2)}\right],$$

quelle que soit la fréquence. P est le nombre quantique externe caractérisant la quantification par rapport au champ électrique extérieur E; μ moment dipolaire; $\Delta\nu$ est de l'ordre de quelques mégacycles : s pour E voisin de 100 V : cm.

Chaque nombre K et P pouvant prendre les valeurs comprises entre $-J$ et $+J$, chaque composante d'un multiplet a plusieurs termes rotationnels contribuant à son poids statistique G. Un tableau donne, pour $CHCl_3$, les déplacements $\Delta\nu$ et les poids statistiques des multiplets d'effet Stark.

Cette méthode de détermination du spin présente toutefois une difficulté technique : Réaliser un champ électrique continu *uniforme* dans le guide d'onde. On indique une autre méthode, moins précise, il est vrai, valable seulement pour les spins faibles.

[SUH**104**]. SNYDER H. S. et RICHARDS P. I. **Chocs et saturation dans les spectres ultrahertziens** (*Phys. Rev.* U. S. A., 1948, **73**, 1178). — Théorie de la forme des raies spectrales pour les gaz à basse pression quand deux niveaux d'énergie seulement (ou plusieurs paires de niveaux indépendants) sont actifs en absorption U. H.

Un élargissement des raies (autre que celui dû aux chocs moléculaires) est prévu quand on approche de la saturation.

La puissance incidente nécessaire pour avoir un effet donné est proportionnelle au carré de la pression. Le produit du facteur d'atténuation maximum par le carré de la demi-largeur doit être indépendant de la puissance incidente.

[SUH**105**]. STRANDBERG M. W. P., KYHL R., WENTINK T. Jr et HILLGER R.E., **Spectre d'inversion de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 326 et 639). — Les auteurs ont repris l'étude de la position des raies du spectre d'inversion de l'ammoniac vers 1 cm en augmentant la précision des mesures :

Alors que d'autres travaux n'étaient précis qu'à 2 ou même 5 Mc : s près, on atteint ici $\pm$ 50 kc : s (grâce à l'emploi d'un cristal étalon pour 50 kc : s). Ainsi, la liste des raies qui se trouve dans la première note (p. 326) fournit de précieuses données pour utiliser NH_3 comme étalon secondaire de longueur d'onde dans cette région.

Pour rendre compte empiriquement de la position des raies, les auteurs utilisent une formule différente de celle de leurs prédécesseurs

$$\nu = \nu_0 e^{\frac{\gamma}{\nu_0}} + \delta \quad \text{Mc : s}$$

avec

$$\nu_0 = 23785{,}75, \qquad \gamma = -151{,}450(J^2 + J - K^2) + 59{,}892\,K^2,$$

δ étant un terme correctif renfermant des expressions du quatrième degré. Toutefois les auteurs indiquaient (p. 326) un écart entre les données expérimentales et la formule proposée. Dans leur deuxième note (p. 639) ils signalent qu'une erreur matérielle s'était produite pour $J = 4$ $K = 3$.

[SUH**106**]. STRANDBERG M. W. P., WENTINK T. Jr, HILLGER R. E., WANNIER G. H. et DEUTSCH M. L., **Spectre Stark de HDO** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 188). — Etude de la raie $5_{3,3};_0 \rightarrow 5_{3,2};_1$ de HDO à 22.307,67 Mc : s et de son effet Stark. Cinq composantes ont été détectées mais 3 seulement ont été mesurées. On trouve expérimentalement.

$$\Delta\nu = 9{,}00\,E^2 M^2 . 10^{-8} \text{ Mc : s}$$

(E en V : cm; M nombre quantique magnétique $\leqq 5$).

On en déduit pour le moment dipolaire de la molécule HDO : $1{,}78 \pm 0{,}06 \times 10^{-18}$ u. e. s.

[SUH**107**]. TOWNES., **Le spectre d'inversion de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 109). — Courte note.

[SUH**108**]. TOWNES C. H., **Le spectre de l'ammoniac et la forme des raies vers $\lambda = 1{,}25$ cm** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 665.) — En même temps que Bleaney-Penrose et que Good, l'auteur a observé l'existence d'une structure fine de la bande de NH_3 que Cleeton-Williams avaient découverte en 1934. Cette bande correspond au passage de l'atome N de part et d'autre du plan des atomes H. (spectre d'inversion).

Résultats. — On donne la liste des raies observées entre 23693 et 24 877 Mc : s.

En bon accord avec les formules proposées par Bleaney-Penrose et Good l'auteur classe ces raies par :

$$\begin{aligned}\nu^\star = {} & 0{,}793566 - 5{,}0158 . 10^{-3}(J^2 + J - K^2)] \\ & + 1{,}9646 . 10^{-3} K^2 \\ & + 6{,}3 . 10^{-7}[- 5{,}02(J^2 + J - K^2) + 1{,}96\,K^2]^2 \quad \text{cm}^{-1}\end{aligned}$$

en accord satisfaisant avec la formule théorique de Sheng-Barker-Dennison (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1941, **60**, 786). — La largeur des raies et leur intensité ont été également mesurées et comparées avec les formules théoriques ce que n'ont pas fait, pour NH_3, d'autres auteurs.

On a observé et interprété un effet de saturation : le coefficient d'absorption dépend de la puissance absorbée par molécule. Trois causes possibles à cet effet :

1° Élévation de température du gaz due à la puissance absorbée (négligeable); 2° Perturbation de la distribution des molécules entre les états fondamental et excité ; 3° Diminution de la durée de vie dans les états supérieur et inférieur provenant de très rapides transitions induites.

[SUH**109**]. TOWNES C. H., (*Phys. Rev.*, U.S.A., 1947, **71**, 133.

[SUH**110**]. TOWNES C. H., **Intensité du champ électrostatique dans les molécules et moments quadrupolaires nucléaires** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 909). — La structure *hyperfine* du spectre ultrahertzien des molécules telles que Br CN, ClCN, NH_3 etc. est liée au moment quadrupolaire nucléaire de Br, Cl, N, etc. Les déplacements $\Delta\nu$ et $\Delta\nu'$ observés sont proportionnels au couplage quadrupolaire $eQ\,\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$. Pour en déduire Q, moment quadrupolaire, il faudrait connaître $\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ Cette quantité a été calculée, par Nordsieck (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1940, **58**, 310) pour H_2 mais le calcul est difficile pour d'autres molécules. *L'auteur propose de la déduire des données atomiques* :

S'il y a une simple liaison covalente du type p on peut écrire

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \frac{8e\,\Delta\nu}{15 Z_1 R \alpha^2 a_0^4} \quad \text{u. e. s. c. g. s.}$$

avec les notations spectroscopiques habituelles. On en déduit le tableau :

Molécule.	Noyau.	$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ (u. e. s.).	$eQ\,\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$.	Q (cm²).
BrCN....	Br^{79}	$48 . 10^{15}$	720	$+0{,}21 . 10^{-24}$
	Br^{81}	48	556	$+0{,}16$ »
ClCN.....	Cl^{35}	17	84	$-0{,}067$ »
	Cl^{37}	17	64	$-0{,}051$ »

Mais, en réalité, ces molécules résonnent entre un état représenté par une liaison p simple et un état représenté par deux liaisons p à l'halogénure, le caractère de double liaison étant d'environ 30 %.

Chaque état produisant le même écart par rapport à un état p sphérique, la résonance ne doit guère modifier les

données ci-dessus. Pour N^{14} (dans NH_3 ou ClCN) la question est plus complexe mais on peut montrer que le moment quadrupolaire de N^{14} est compris entre 0,1 et $0{,}01 \times 10^{-24}$.

[SUH**111**], TOWNES C. H., HOLDEN A. N., BARDEEN J. et MERRITT F. R., **Moments quadrupolaires et spins des noyaux Br, Cl, N.** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 644 et 829). — La structure hyperfine de Br CN et Cl CN étudiée précédemment par les auteurs [SUH**112**] permet de déterminer le spin des noyaux Br, Cl, N, le signe du moment quadrupolaire et la valeur du couplage quadrupolaire $e\,Q\,\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ où Q est le moment quadrupolaire nucléaire.

Noyau.	Spin.	Signe du moment quadrupolaire.	Couplage quadrupolaire (en Mc : s).
Br^{79}	3/2	+	720 ± 10
Br^{81}	»	+	556 ± 10
Cl^{35}	»	—	84 ± 4
Cl^{37}	»	—	64 ± 4
N^{14}	1	—	3,66 ± 0,15

Pour Br la valeur $\frac{3}{2}$ est en accord avec les résultats de Tolansky (*Proc. Roy. Soc.*, Série A, G. B., 1936, **136**, 585) mais il n'en est pas de même pour Cl $\left(\frac{5}{2}\right.$ selon Elliott *Proc. Roy. Soc.*, Série A. C. B., 1930, **127**, 638. Shrader *Phys. Rev.*, U. S. A., 1943, **64**, $\left.57\right)$. Pour N la valeur obtenue est en accord avec les données du spectre d'inversion de NH_3.

A noter une erreur matérielle (p. 644) : inversion des figures 1 et 2 (correction p. 829).

[SUH**112**]. TOWNES C. H., HOLDEN A. N. et MERRITT F. R., **Spectre rotationnel de quelques molécules linéaires vers λ = 1 cm** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 64). — Étude à l'oscilloscope de l'absorption, vers λ = 1 cm de divers gaz sous 4 m d'épaisseur et une pression de quelques dixièmes de millimètre.

La structure rotationnelle permet de reconnaître pour Cl CN et Br CN les isotopes de l'halogène :

Cl^{35}CN	$J = 1 \rightarrow J = 2$	23885	Mc : s
Cl^{37}CN	$J = 1 \rightarrow J = 2$	23389	»
Br^{79}CN	$J = 2 \rightarrow J = 3$	24713	»
Br^{81}CN	$J = 2 \rightarrow J = 3$	24570	»
OCS	$J = 1 \rightarrow J = 2$	24325	»

On en déduit les moments d'inertie de ces molécules et les distances des liaisons C—N (1,15 Å) Br—C (1,79 Å), Cl—C (1,64 Å).

[SUH**113**]. TOWNES C. H., HOLDEN A. N. et MERRITT E. R. **Spectre ultrahertzien de molécules linéaires** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 513. — Etude de la structure hyperfine ultrahertzienne des molécules OCS et Cl CN. Les spectres ultrahertziens de OCS^{32}, OCS^{33} et OCS^{34} ont été étudiés (transition $J = 1 \rightarrow J = 2$ vers 24 020 Mc : s; O = 16 C = 12). On ne trouve aucune structure hyperfine d'origine quadrupolaire pour OCS^{33} et OCS^{34}.

On en déduit que le spin de S^{34} est nul, que le spin de S^{33} est $\frac{1}{2}$ et que les moments quadrupolaires sont nuls.

On a étudié également $O^{16}C^{13}S^{32}$ et $Cl^{35}C^{13}N^{14}$ (transition $J = 1 \rightarrow J = 2$ vers 24 248 Mc : s). On n'a pas trouvé d'effet quadrupolaire; le spin de C^{13} est $\frac{1}{2}$.

[SUH**114**]. TOWNES C. H., HOLDEN A. N. et MERRITT F. R., **Données nucléaires et moléculaires à partir des spectres Ultrahertziens** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 740). — Étude vers 24 000 Mc : s de $O^{16}C^{12}S^{34}$, $O^{16}C^{13}S^{32}$, $Cl^{35}C^{13}N^{14}$.

[SUH**115**]., TOWNES C. H. et MERRITT F. R., **Spectre de l'eau vers λ = 1 cm** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70**, 558). — L'étude de la raie $5_{-1} \rightarrow 6_{-5}$ de H_2O vers 1,35 cm a été faite par Becker-Autler et Kyhl-Dicke-Beringer dans l'air et sous la pression atmosphérique. Les auteurs ont repris cette étude pour H_2O pure sous 0,1 mmHg seulement : Au lieu de quelques milliers de mégacycles : s de largeur, ils trouvent une raie large de quelques mégacycles : s seulement; la mesure de position est donc plus précise. HDO a été examiné également (50 % HDO, 25 % D_2O 25 % H_2O).

On donne pour H_2O et HDO les position, intensité maximum, demie largeur de la bande à basse pression et sous 760 mm. Une erreur d'impression a d'ailleurs dû se glisser dans le tableau.

[SUH**116**]. TOWNES C. H. et MERRITT F. R., **Effet Stark dans les champs haute fréquence** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 1266). — Dans les travaux de divers auteurs l'effet Stark des raies rotationnelles avait été étudié pour un champ électrique statique ou pour un champ électrique alternatif de quelques 100 kc : s. Les auteurs ont montré qu'il est possible de faire varier assez rapidement le champ appliqué aux molécules pour qu'une ou plusieurs oscillations se produisent pendant le processus d'absorption simple. L'effet Stark est alors modifié et un nouveau type de décomposition apparaît.

Le problème a été étudié théoriquement et expérimentalement. La molécule OCS a été prise comme exemple (raie $J = 1 \rightarrow J = 2$).

Signalons que des erreurs typographiques dans le texte en rendent la compréhension difficile

[SUH**117**]. VAN VLECK., **Etude théorique sur l'absorption de l'oxygène dans l'ultrahertzien.** *Radiation Laboratoty Report*, n° 43-2 (27 avril 1942); n° 664 (1er mars 1945); n° 684 (26 janvier 1945) (Cité par Beringer *Phys. Rev.*, U. S. A., 1946, **70** *a*, 53).

[SUH**118**]. VAN VLECK J. H., **Absorption ultrahertzienne par l'oxygène** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 413). — Cet article particulièrement important a pour but de rendre compte de l'absorption de l'oxygène vers λ = 0,5 cm.

On a l'habitude de considérer que l'absorption dans le spectre hertzien est liée nécessairement à l'existence de dipoles. Or l'oxygène est une molécule non polaire et cependant l'expérience montre notamment une absorption vers 0,5 cm. L'auteur souligne que cette absorption peut résulter d'une polarité magnétique (Les équations de Maxwell sont symétriques en E et H). On sait que l'oxygène a un moment magnétique permanent : *L'absorption dans l'ultrahertzien résulte de l'interaction entre ce moment magnétique et le champ électromagnétique.* Cette absorption est particulièrement forte vers λ = 0,5 cm (plus de 10db : km) car il y a là une résonance pour l'état fondamental $^3\Sigma$ de O_2 entre les composantes du « triplet de type rho » ou structure fine de spin. Outre cette absorption vers λ = 0,5 cm il y a une résonance secondaire vers λ = 0,25 cm et une absorption non résonnante due à des éléments de matrice diagonale vers des longueurs d'onde plus grandes.

L'auteur développe la théorie de ces types spéciaux d'absorption. Les valeurs calculées pour l'absorption sont données dans un tableau; elles dépendent de la largeur Δν des raies (liée à l'élargissement par choc). On trouve que la valeur la plus probable pour $\frac{\Delta\nu}{c}$ est 0,02 cm^{-1}.

On compare les données théoriques et expérimentales [SUH**11**] et plus particulièrement l'influence de la pression sur l'absorption.

[SUH**119**]. VAN VLECK J. H., **Absorption de l'ultrahertzien par la vapeur d'eau non condensée** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 425). — Étude théorique, suivant la mécanique quantique, de l'absorption de la vapeur d'eau non condensée.

L'absorption mise en évidence expérimentalement pour les ondes voisines de 1 cm a un double aspect : *A* Une raie simple vers $\lambda = 1{,}35$ cm; *B* Un effet du second ordre dû à l'influence de toutes les autres raies (dont la longueur d'onde est plus courte). L'absorption due au premier de ces effets est liée au saut entre les niveaux rotationnells 5_{-1} et 6_{-5} de la molécule H_2O; elle est de l'ordre de grandeur de 0,2 db : km par gramme d'eau, par mètre cube. L'absorption due au second effet est inversement proportionnelle à λ^2.

La théorie développée par l'auteur est comparée aux données expérimentales en ce qui concerne la fréquence de résonance de 1,35 cm et la largeur des raies; les valeurs correspondantes sont beaucoup plus précises que celles qu'on déduit de l'étude du spectre infrarouge. L'accord entre la théorie et l'expérience est satisfaisant sauf que l'effet *B* est quatre fois plus grand que ne l'indique la théorie.

L'auteur donne enfin l'absorption prévue par la théorie :

1° entre $\lambda = 0{,}15$ et $\lambda = 10$ cm pour H_2O (vapeur) et O_2, à 293° K; 2° entre $\lambda = 0{,}06$ et $\lambda = 0{,}25$ cm pour H_2O (vapeur) : des bandes sont prévues à 0,16, 0,09 et 0,08 cm environ.

[SUH**120**]. Van Vleck J. H. et Weisskopf V. F., **Sur les dimensions des raies élargies par choc** (*Rev. Mod. Phys.*, U. S. A., 1945, **17**, 227. — Travail théorique très important.

[SUH**121**]. Walter J.E. et Hershberger N. D., **Absorption de l'ultrahertzien par les gaz. Deuxième partie** (*J. Applied Physics.*, U. S. A., 1946, **17**, 814). (*Suite* de Hershberger, *ibid.*, p. 495). — Étude des coefficients d'absorption et des constantes diélectriques de 16 gaz pour $\lambda = 1{,}24$ et $\lambda = 3{,}18$ cm : NH_3; CH_3F; CH_3Cl; CH_3Br; C_2H_5Cl; $CHFCl_2$; CHF_2Cl; CF_2Cl_2; H_2S; SO_2; OCS; $(CH_3)^2O$; C_2H_4O; CH_3NH_2; $(CH_3)^2NH$; $C_2H_5NH_2$.

Des perfectionnements techniques sont indiqués; ils permettent de déterminer des coefficients d'absorption aussi faibles que $0{,}2 \times 10^{-4}$ et de mesurer des absorptions normales avec une précision de ± 5 %.

La valeur de ε' est égale à la valeur statique.

Étude théorique de l'absorption des gaz; elle montre que toutes les molécules non planes ayant un moment dipolaire non nul doivent absorber dans l'U. H.; c'est ce que confirme l'expérience. Courbes d'absorption en fonction de la pression de 0 à 1 atmosphère pour CH_3F; CH_3Cl; CH_3Br ($\lambda = 1{,}24$ et 3,18 cm).

[SUH**122**]. Warburton Hall H., Halliday I. G., Johnson W. A. et Walker S., **Absorption diélectrique de substances polaires en solution dans des solvants non polaires, mesurée en ondes centimétriques par une méthode de guide** (*Trans. Faraday Soc.*, G. B., 1946, **42**, 136. — Etude, pour une fréquence de 10^{10} c : s de la variation des pertes *diélectriques avec la viscosité*, à la température ordinaire.

Une substance polaire déterminée est diluée (en gardant le même nombre de molécules par cm^3 de solution) dans un mélange de deux composés non polaires, ce qui permet de faire varier la viscosité du milieu sans modifier les moments électriques.

Composés polaires examinés : Nitrobenzène; α-nitronaphtalène, 4 nitrodiphényle.

Solvants : d'une part huile de paraffine; d'autre part hexane ou benzène ou tétrachlorure de carbone ou sulfure de carbone.

Pour une température donnée, la courbe absorption-viscosité montre un maximum dont la position dépend du solvant non polaire ajouté à la paraffine.

Les résultats obtenus montrent donc la nécessité d'introduire l'effet du solvant dans la théorie trop simplifiée de Debye.

[SUH**123**]. Watts R. J. et Williams D., **Effet du moment quadrupolaire nucléaire sur le spectre ultrahertzien de NH_3** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **71**, 639). — Divers auteurs ont montré l'existence d'une structure hyperfine (quelques mégacycles par seconde) des raies du spectre d'inversion de NH_3. Elle a été attribuée à l'interaction du moment quadrupolaire électrique du noyau N^{14} et du champ électrique de la molécule NH_3.

On avait noté que cette structure hyperfine ne pouvait s'observer pour des raies correspondant à *J* supérieur à 4. Or les auteurs ont réussi à la déceler et la mesurer pour des valeurs de *J* atteignant 7. Ils donnent ici la valeur de $\frac{\Delta\nu'}{\Delta\nu}$ pour les raies correspondant à *J* et *K* ayant respectivement pour valeurs : 1, 1, 2,2; 3,3; 4,4; 5,5; 6,6; 7,6.

[SUH**124**]. Watts R. J. et Williams D., **Structure hyperfine du spectre centimétrique de NH_3** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 157). — Étude des espacements hyperfins et des intensités relatives des raies satellites.

[SUH**125**]. Watts R. J. et Williams D., **Effet du moment quadrupolaire nucléaire dans le spectre d'inversion de l'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 263). — Observé pour la première fois par Bleaney-Penrose et par Good, le spectre ultrahertzien de NH_3, vers 1 cm, montre une structure hyperfine.

Elle a été interprétée par Coles et Good et par Van Vleck et ses collaborateurs : Interaction entre le moment quadrupolaire électrique du noyau N^{14} et le champ électrique des autres charges de la molécule.

Les écarts $\pm\Delta\nu$ et $\pm\Delta\nu'$ des 4 composantes observées sont donnés par

$$h\,\Delta\nu = \pm\frac{3}{16}\,Q\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\left[1 - \frac{3K^2}{J(J+1)}\right]\left(\frac{J+1}{2J+3}\right),$$

$$h\,\Delta\nu' = \pm\frac{3}{16}\,Q\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\left[1 - \frac{3K^2}{J(J+1)}\right]\left(\frac{J}{2J-1}\right).$$

Les auteurs donnent une reproduction des oscillogrammes montrant cette structure hyperfine pour diverses valeurs de *J* et *K*. Dans un tableau ils rassemblent les valeurs de $\Delta\nu$, $\Delta\nu'$, $\frac{\Delta\nu_{JK}}{\Delta\nu_{11}}$ et $\frac{\Delta\nu'}{\Delta\nu}$ pour les raies 1-1; 2-2; 2-1; 3-3; 4-4; 5-5; 6-6; 7-6; et comparent les résultats expérimentaux aux données des formules ci-dessus. On en déduit :

$$\frac{1}{h}\,Q\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 17{,}05 \pm 0{,}11 \quad \text{Mc : s.}$$

[SUH**126**]. Watts R. J. et Williams D., **Spectrographe ultrahertzien à modulation par effet Stark** (*Phys. Rev.* U. S. A., 1947, **72**, 980). — Voir [Bibl. T.].

[SUH**127**]. Watts R. J. et Williams D., **Méthode de détection des spectres ultrahertziens par double modulation** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 1122). — Voir [Bibl. T.].

[SUH**128**]. Weidner R. T., **Spectre ultrahertzien du monochlorure d'iode à $\lambda = 4{,}5$ cm** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 1268). — Le spectre rotationnel de la molécule linéaire HCl se trouve dans l'infrarouge lointain. Mais un calcul élémentaire (*voir* l'exposé précédant la bibliographie) laisse prévoir que la molécule linéaire ICl doit montrer une raie rotationnelle $J = 0 \rightarrow J = 1$ à $\lambda = 4{,}5$ cm environ (du fait de la masse plus élevée de l'iode). C'est ce qu'a confirmé l'auteur pour ICl^{35} et ICl^{37} gazeux en étudiant la région 6 500-7 200 Mc : s par la méthode des cavités résonnantes (on donne quelques précisions sur le montage utilisé). Les résultats sont les suivants :

Molécule.	Position de $J=0 \rightarrow J=1$.	*I*.	*r*.
ICl^{35}....	6980 Mc : s	$2{,}397.10^{-38}$ g : cm²	2,303 Å
ICl^{37}....	6684	2,502 » »	2,303

[SUH**129**]. Weidner R. T.; **Interaction quadrupolaire nucléaire dans le spectre rotationnel de ICl** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 254). — L'auteur avait montré que

ICl^{35} et ICl^{37} présentaient respectivement des bandes d'absorption à 6980 et 6684 Mc : s correspondant au saut $J = 0 \rightarrow J = 1$; mais le calcul des constantes rotationnelles correspondantes présentait une légère anomalie (2 %).

Ce désaccord a été expliqué par une observation non publiée de Townes : L'étude du saut $J = 3 \rightarrow J = 4$ par Townes montre l'existence d'une forte interaction quadrupolaire nucléaire liée aux moments quadrupolaires des noyaux I et Cl

$$\left(e\,Q\,\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -2930 \text{ cm : s pour I} \quad \text{et} \quad -82{,}5 \text{ cm : s pour Cl}\right).$$

En tenant compte de cet effet, on explique l'anomalie observée pour $J = 0 \rightarrow J = 1$: ICl^{35} et ICl^{37} présentent chacun 3 triplets : Le plus intense des triplets de ICl^{35} et un triplet faible de ICl^{37} se trouvent vers 6980 Mc : s; un triplet intense de ICl^{37} est voisin de 6684 Mc : s. Les trois autres triplets se trouvent en dehors de la gamme de fréquences étudiées.

[SUH130]. WHIFFEN D. H. et THOMPSON H. W., **Mesures sur l'absorption ultrahertzienne. Première partie** (*Trans Faraday Soc.*, G. B., 1946, **42**, 114). — Mesure de tg δ (λ = 1,27 cm et λ = 3,26 cm) pour diverses solutions de corps organiques. On rapporte tg δ des solutions à une concentration standard de 1 mol-g pour 100 cm³. On relie cette valeur de tg δ aux données moléculaires par la théorie de Debye :

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{(\varepsilon + 2)^2}{\varepsilon}\,\frac{4\pi}{27\,k\,T}\,\mu^2\,c\,N\,\frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}$$

(c concentration molaire; N nombre d'Avogadro). On donne les valeurs de μ déduites de cette formule pour : Benzophénone, benzoates de méthyle et d'éthyle, nitrobenzène, bromo et chlorobenzène, toluène, cyclohexanone, nitrométhane, acétone, acétate de méthyle. Les valeurs de μ obtenues ainsi, pour les ondes centimétriques sont en bon accord avec les valeurs déterminées à l'aide d'ondes hectométriques. On a étudié également pour ces divers composés organiques, en solution dans la paraffine, la variation de tg δ et du temps de relaxation τ avec la concentration (de 0 à 90 %) pour λ = 1,27 et λ = 3,26 cm (t = 19°C).

[SUH131]. WHIFFEN D. H. et THOMPSON H. W., **Mesures sur l'absorption U. H. Deuxième partie** (*Trans. Faraday Soc.*, G. B., 1946, **42**, 122).

Détermination de tg δ (pour λ = 1,27 cm) de divers corps organiques en solution dans l'heptane normal, pour des *températures comprises entre* —80 + 140°C environ. Les principaux composés examinés sont : le chloroforme, le camphre, le benzoate de méthyle, l'α-bromonaphtalène, le *p*-cymène, l'*o*-xylène.

Pour le toluène, la courbe tg δ = $f(T)$ passe par un maximum vers 0°C. Par contre, en portant $\log\tau = f\left(\frac{1}{T}\right)$ on obtient une droite. Ce dernier résultat est également valable pour le chloroforme, le camphre, le benzoate de méthyle, l'α-bromonaphtalène, l'*o*-xylène, le *p*-cymène. Pour l'*o*-xylène on note une discontinuité vers —25°C environ (passage du liquide au solide); ceci montre que la rotation libre qui existe dans le liquide disparaît pour l'état solide.

[SUH132]. WILLIAMS D. DUDLEY., **Travail complémentaire sur les satellites du spectre ultrahertzien de NH_3** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1947, **72**, 974). — Complétant un travail antérieur [SUH125] l'auteur a examiné la structure hyperfine du spectre ultrahertzien de NH_3 pour des valeurs élevées de J (jusque J = 10). La théorie est confirmée mais avec une précision moins bonne que pour les faibles valeurs de J car, lorsque J augmente, les satellites se rapprochent.

[SUH133]. YOUNKER E. L., **Propriétés diélectriques de l'eau et de la glace dans la bande K** (*R. L. Report* n° 644, décembre 1944).

RÉFÉRENCES (S. U. H.) AJOUTÉES A LA CORRECTION DES ÉPREUVES (décembre 1948).

[SUH134] BLEANEY B. et LOUBSER J. H. N., **Élargissement par chocs du spectre d'inversion de l'ammoniac aux hautes pressions** (*Nature*, G. B., 1948, **161**, 522).

[SUH135] BRAGG J. K., **Interaction des moments quadrupolaires électriques nucléaires avec la rotation moléculaire pour les molécules du type toupie asymétrique. I.** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 533).

[SUH136] COATES R. J., **Un spectromètre à réseau pour ondes millimétriques** (*Rev. Sc. Inst.*, U. S. A., 1948, **19**, 586).

[SUH137]. COLES D. K., **Les fréquences des raies d'absorption ultrahertziennes de l'alcool méthylique et leur effet Stark** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 1194).

[SUH138] COOKE S. P., **Effets Kerr et Hall pour les fréquences ultrahertziennes** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 701).

[SUH139] CRAIN C. M., **Constante diélectrique de divers gaz pour la longueur d'onde 3,2 cm** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 691).

[SUH140] CUNNINGHAM G. L., LE VAN W. I. et GWINN W. D., **Spectre rotationnel de l'oxyde d'éthylène** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 1537).

[SUH141] DE FOREST F. SMITH, **Élargissement par pression dans l'ammoniac aux λ centimétriques** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 506).

[SUH142] GOUDET G. et VOGE J., **Rayonnement et propagation des ondes électromagnétiques de courte longueur d'onde** (*Annales des Télécommunications*, 1948, **3**, n°s **3**, **4**, **5**, **6**, **7**, 74, 113, 155, 182, 233). — On trouvera notamment dans ce très important travail une *bibliographie* détaillée de la question avec des références d'ordre technique qui n'ont pu être données ici.

[SUH143] GORDY W., RING Harold et BURG A. B. **Spins nucléaires et moments quadrupolaires de B^{10} et B^{11}** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 1191).

[SUH144] GORDY W., SIMMONS J. W. et SMITH A. G., **Détermination en ultrahertzien des structures moléculaires et des couplages nucléaires pour les halogénures de méthyle** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 243).

[SUH145] HENDERSON R. S., **Sur la structure fine du spectre d'inversion de la molécule d'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 107 et 626).

[SUH146]. HENDERSON R. S. et VAN VLECK J. H., **Couplage des spins électroniques dans les molécules tournantes polyatomiques** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 106).

[SUH147] JEN C. K., **L'effet Zeeman dans les spectres moléculaires ultrahertziens** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 1396).

[SUH148] KARPLUS R., **Effet de saturation en spectroscopie ultrahertzienne** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 223).

[SUH149] LAMONT H. R. L., **Absorption atmosphérique des ondes ultrahertziennes** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 353).

[SUH150] MIZUSHIMA MASATAKA, **Sur la molécule d'ammoniac** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 705).

[SUH151]. NEWBERY G. R. et WILLSHAW W. E., **Une méthode de transmission de la puissance ultrahertzienne dans un résonateur ayant une structure fine de mode** (*Nature*, G. B., 1948, **161**, 519).

[SUH152]. NIERENBERG W. A., RABI I. I. et SLOTNICK M., **Note sur l'effet Stark des molécules diatomiques** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 1430).

[SUH153] ROBERTS A., **Le spectre de rotation de $OC^{14}S$ et le spin nucléaire de C^{14}** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 1405).

[SUH154]. SHULMAN R. G., DAILEY B. P. et TOWNES C. H., **Analyse préliminaire du spectre ultrahertzien de l'oxyde d'éthylène** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, p. 846).

[SUH155]. SMITH A. G., RING Harold, SMITH W. V. et GORDY W., **Distances interatomiques et couplages quadrudolaires nucléaires pour Cl CN, Br CN et I CN** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 370).

[SUH156] TOWNES C. H. et GESCHWIND S., **Spin et moment quadrupolaire de S^{33}** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 626).

[SUH157]. TOWNES C. H., HOLDEN A. N. et MERRITT R. F., **Spectres ultrahertziens de quelques molécules linéaires XYZ** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 1113).

[SUH158]. TOWNES C. H., MERRITT R. F. et WRIGHT B. D., **Le spectre de rotation pure de I Cl** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **73**, 1334).

[SUH159]. UNTERBERGER R. R. et SMITH W. V., **Un étalon de fréquence secondaire pour l'ultrahertzien** (*Rev. Sc. Inst.*, U. S. A., 1948, **19**, 580).

[SUH160] WHIFFEN D. H., **Étude du spectre ultrahertzien du camphre en solution dans le cyclohexane** (*J. Amer. Chem. Soc.*, U. S. A., 1948, **70**, 2452).

[SUH161]. WILSON C. M. et HULL G. F. Jr., **Effet Faraday aux fréquences ultrahertziennes** (*Phys. Rev.*, U. S. A., 1948, **74**, 711).

3. ARTICLES ORIGINAUX :

ONDES COMPRISES ENTRE QUELQUES KILOMÈTRES ET 50 CM ENVIRON EN RELATION AVEC LES BANDES DE DEBYE) [SD].

[SD1]. BALLS W. L., **Propriétés diélectriques du coton brut** (*Nature*, 1946, **158**, 9).

[SD2]. BAUER E., **Sur la théorie des diélectriques I. Théorie du champ cristallin dans les liquides et les solides** (*Cahiers de Physique*, 1944, **20**, 1).

[SD3]. BAUER E., **Sur la théorie des diélectriques. II. Comparaison avec l'expérience** (*Cahiers de Physique*, 1944, **21**, 37).

[SD4]. BAUER E., **Sur la théorie des diélectriques. II. Changements d'orientation monomoléculaires et multimoléculaires** (*Cahiers de Physique*, 1945, **27**, 33).

[SD5]. BAUER E. et MASSIGNON D., **Théorie du champ cristallin dans les diélectriques polaires solides et liquides** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 12).

[SD6]. BERBERICH L. J. et BELL M. E., **Propriétés diélectriques de la modification rutile de TiO_2** (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 350).

[SD7]. BLATTNER H., MATTHIAS B., MERZ W. et SCHERRER P. **Recherches sur les monocristaux de titanate de Ba** (*Experientia*, Suisse, 1947, **3**, 148).

[SD8]. BOLTON H. C., **La variation de la constante diélectrique avec la fréquence** (*J. Chem., Phys.*, 1948, **16**, 486).

[SD9]. BÖTTCHER C. J. F., **Contribution à la théorie du champ électrique interne** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 16).

[SD10]. BRETTEVILLE A. de Jr., **Etude à l'oscillographe des propriétés diélectriques du titanate de Ba** (*Bull. Am. Phys. Soc.*, 1946, **21**, 18).

[SD11]. BUDO A., **Relaxation diélectrique de molécules contenant des groupements polaires tournants** (*Nature*, 1948, **161**, 133).

[SD12]. CARTER W. C., MAGAT M., SCHNEIDER W. C. et SMYTH C. P., **Dispersions diélectriques et absorption du caoutchouc naturel, du néoprène, du butaprène nm, du butaprène S, de la gomme etc.** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 213).

[SD13]. COLLIE C. H., RITSON D. M. et HASTED J. B., **Propriétés diélectriques de l'eau** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 129).

[SD14]. COOPER. — **Propriétés électriques de solutions aqueuses de sel dans la gamme 1-4000 Mc : s.** (*J. Inst. Elect. Eng.*, 1946, **93**, 69).

[SD15]. DONLEY H. L. **Influence de l'intensité du champ sur les propriétés diélectriques des titanates de Ba et Sr.** (*R. C. A. Rev.*, U. S. A., 1947, **8**, 539).

[SD16]. FORMAN J. et CRISP D. J., **Les spectres d'absorption aux radio-fréquences des solutions d'électrolytes** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 186).

[SD17]. FRANK F. C., **Comparaison des théories de Debye et d'Onsager des constantes diélectriques de milieux polaires concentrés** (*Trans Farad. Soc.*, 1946, **42**, 19).

[SD18]. FRANK F. C., **Quelques modèles mathématiques représentant les molécules polaires dans les cristaux.** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 24.)

[SD19]. FRÖHLICH H., **Interaction dipolaire** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 3).

[SD20]. GARTON C. G., **La distribution des temps de relaxation dans les diélectriques** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 56).

[SD21[. GEVERS M. et DU PRÉ F.K., **Facteur de puissance et coefficient de température des diélectriques solides amorphes** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 47).

[SD22]. GINSBURG V., **Propriétés diélectriques de cristaux ferroélectriques (sel de Seignette) et de titanate de Baryum** (*J. Phys.*, U. S. S. R., 1946, **10**, n° 2, 107).

[SD23]. GIRARD P. et ABADIE P., **Courbes expérimentales des pertes et de la dispersion anomale en tant que méthode spectrale** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 40).

[SD24]. GOLSCHMIDT R., **Recherches sur les propriétés diélectriques de liquides polymérisés** (*Schweiz. Arch. angew. Wissen. Tech.*, 1946, **13**, 21).

[SD25]. GUILLIEN R., **Les propriétés diélectriques des aluns à basse température** (*Cahiers de Physique*, 1942, **11**, 17).

[SD26]. GUILLIEN R., **Les propriétés diélectriques du phosphate et du sulfate d'ammonium aux basses températures** (*Ann. Phys.*, 1942, **17**, 336).

[SD27]. GUILLIEN R., **Variation de la polarisation diélectrique avec la densité** (*Ann. Phys.*, 1941, **16**, 205).

[SD28]. GUILLIEN R., **Variation de la polarisation diélectrique avec la concentration** (*Ann. Phys.*, 1942, **17**, 237).

[SD29]. HAGEN N. J. P. DISTAD M. et ISELEY F. C., **Méthode de transmission sur ligne pour la mesure de la constante diélectrique de gaz et de la vapeur d'eau en haute fréquence** (*Phys. Rev.*, 1940, **58**, 208).

[SD30]. VON HIPPEL A., **Rupture électrique des diélectriques solides** (*Trans. Far. Soc.*, 1946, **42**, 78).

[SD31]. KIRKWOOD J. G., **L'influence de la rotation moléculaire entravée sur la polarisation diélectrique de liquides polaires** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 7).

[SD32]. KOSMANN M. S. et SOZINA N. N., **Constantes diélectriques des diélectriques solides aux températures élevées** (*Z. eksper. teor. Fiz.*, S. S. S. R., 1947, **17**, 472).

[SD33]. LEVI D. L., **Note sur la comparaison des changements d'entropie et d'énergie dans la diffusion et la relaxation diélectrique** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 152).

[SD34]. LICHTENSTEIN R. M., **Propriétés électromécaniques du sel de Seignette au point de Curie inférieur** (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, 492-501).

[SD35]. LION R., **Etude des propriétés diélectriques de quelques cristaux à basse température** (*Ann. Phys.*, 1942, **17**, 324).

[SD36]. LÖB E., **Constante diélectrique et angle de perte du sable sec ou humide pour les ondes centimétriques** (*Hoch Frequenz Techn.*, 1943, **61**, 35).

[SD 37] MAGAT M., **Sur la dispersion diélectrique de l'eau liquide** (*J. Chimie Physique*, 1948, **45**, 93).

[SD38]. MASON W. P., **Propriétés élastiques, piézoélectriques et constante diélectrique du phosphate de potassium diacide et du phosphate d'ammonium diacide** (*Phys. Rev.*, 1946, **69**, 173).

[SD39]. MASON W. P., **Propriétés élastiques, piézoélectriques et diélectriques des chlorate et bromate de sodium** (*Phys. Rev.*, 1946, **70**, 529).

[SD41]. MATTHIAS B. et VON HIPPEL A., **Structure, propriétés optiques et électriques du titanate de baryum** (*Phys. Rev.*, 1948, **73**, 268).

[SD42]. MEGAW H. D., **Structure cristalline du titanate de baryum et d'autres oxydes doubles du type perovskite** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 224).

[SD43]. OAKES W. G. et RICHARDS R. B., **Propriétés diélectriques des polythènes chlorés aux radiofréquences** (*Trans. Farad. Soc.* 1946, **42**, 197).

[SD44]. OSTER G., **Les propriétés diélectriques de mélanges liquides** (*J. Amer. Chem. Soc.*, 1946, **68**, 2036).

[SD45]. PLESSNER K. W. et RICHARDS R. B., **Orientation dipolaire dans les solutions d'esters dans le polyisobutène et le polythène** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 206).

[SD46]. PRACHER A., **Une nouvelle méthode de mesure absolue de la conductibilité haute-fréquence des électrolytes en solution aqueuse** (*Hoch Frequenz Techn.*, 1942, **6**, 158).

[SD47]. RICHARDS R. B., **Propriétés diélectriques de polymères élevés** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 194).

[SD48]. ROBERTS (SHEPARD), **Propriétés diélectriques et piézoélectriques du titanate de Ba** (*Phys. Rev.*, 1947, **71**, 890).

[SD49]. RUSHMAN D. F. et STRIVENS M. A., **La permittivité des polycristaux du type perovskite** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 231).

[SD50]. SACK R. A., **Sur la dépendance de la fréquence de la constante diélectrique dans les solides dipolaires** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 61).

[SD51]. SCANAVI G. I., **Sur la valeur élevée de la constante diélectrique de certains cristaux** (*Zh. eksper. teor. Fiz.*, S. S. S. R., 1947, **17**, 399).

[SD52]. SCHALLAMACH A., **Dispersion diélectrique dans les cristaux de diisopropylcétone** (*Nature*, 1946, **158**, 619).

[SD53]. SCHALLAMACH A., **La relaxation diélectrique des mélanges de liquides dipolaires** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 180).

[SD54]. SLEVOGT K. E., **Sur la propagation des ondes ultra-courtes dans les diélectriques** (*Hoch Fréquenz Techn.*, 1942, **59**, 1).

[SD55]. SMYTH C. P., **Liberté moléculaire dans les diélectriques solides** (*Trans Farad. Soc.*, 1946, **42**, 175).

[SD56]. SUTTON L. E., **Sur l'application des mesures diélectriques à la chimie** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 170).

[SD57]. SZIGETI G. et NAGY E., **Pertes diélectriques et fluorescence du silicate de zinc** (*Nature*, G. B., 1947, **160**, 641).

[SD58]. VOUL B. M., **Substances à constantes électriques élevées** (*Electritchestvo*, SSSR., 1946, **3**, 12).

[SD59]. WHITEHEAD S., **Note sur l'analyse des mesures diélectriques** (*Trans. Farad. Soc.*, 1946, **42**, 66).

Addendum. — 1. Cycle de Conférences LOUIS DE BROGLIE : *Les ondes électromagnétiques centimétriques*, à paraître Éditions Revue d'Optique.
2. JOUGUET M. : *Annales Télécommunications*, 1946 et 1947; *C. R. Ac. Sc.*, 1946, 1947, 1948.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 130565 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1948.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE du 16 janvier 1948.

Présidence de M. BAUER et de M. de GRAMONT.

I. — ASSEMBLÉE GÉNÉRALE.

Dès l'ouverture de la séance, il est procédé au scrutin pour l'élection de deux membres honoraires et de huit membres du Comité, et pour le renouvellement du Bureau. Le résultat des votes sera proclamé en fin de séance, après dépouillement par les scrutateurs, MM. Hulot, Chaintreau et Guyot.

M. le PRÉSIDENT donne la parole à M. BLONDIN, Rapporteur de la Commission des comptes pour l'exercice 1946-1947, pour la lecture de son rapport.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1946-1947 (ANNÉE 1947).

MESSIEURS,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1946-1947 (année 1947) de notre Société.

Les comptes, détaillés par chapître, qui nous ont été soumis peuvent être résumés ainsi :

1° Le montant total des recettes de l'exercice a été de 442 882 fr, contre 316 173 fr pour l'exercice précédent, soit une augmentation de 126 709 fr.

Ce supplément de recettes provient du nouveau relèvement du taux de la cotisation voté par l'Assemblée générale dans sa séance du 17 janvier 1947, des versements volontaires de membres à vie et des sommes encaissées au titre de l'Exposition annuelle d'Appareils et d'Instruments de Physique, qui s'est tenue avec un grand succès du 23 mai au 27 mai 1947 dans les salons de l'Université, que le M. Recteur de l'Académie avait bien voulu, cette année encore, mettre à notre disposition. Les dépenses effectuées au cours de l'exercice, qui ne soulèvent aucune observation de notre part, également en augmentation, se sont élevées à 314 392 fr d'où il résulte un excédent de recettes sur les dépenses de 128 490 fr contre 32 323 fr. en 1946.

2° Les recettes du fonds de réserve, représentées par les souscriptions des membres à vie admis au cours de l'exercice et par des remboursements de valeurs en portefeuille, se sont élevées à 37 898 fr. Les dépenses, occasionnées par l'achat des valeurs en remploi de celles remboursées, ont été de 1191 fr. laissant à la disposition du fonds de réserve un solde de 36 707 fr.

3° Au poste « Trésorerie » figurent le solde au 1er novembre 1946, les excédents de recettes sur les dépenses courantes et celles du fonds de réserve, ainsi que le reliquat des subventions allouées en 1946 et 1947 au Comité français de Physique pure et appliquée dont nous assurons la comptabilité, soit au total une somme de 483 144 fr, dont nous avons dû contrôler l'existence.

4° La situation financière de notre Société fait ressortir à l'actif : 1° le montant du fonds de réserve, soit 748 948 fr, constitué par diverses obligations et rentes françaises, valeurs évaluées au prix d'achat, y compris les titres de rente 3 % 1945 provenant de la conversion des rentes 4 % 1917 et 4,5 % 1932, tranches A et B, titres qui, dans la précédente situation, avaient été évaluées au cours du 30 octobre 1946, soit 303 000 fr, au lieu de 169 671 fr, valeur d'achat des titres amortis; 2° le montant des valeurs achetées en dehors du fonds de réserve et le montant des valeurs achetées par avance pour le compte du fonds de réserve en réemploi des remboursements annoncés mais non encore réalisés au 31 octobre 1947, l'ensemble s'élevant à 71 969,95 fr; 3° le solde de 463 144 fr au chapitre «Trésorerie»; ces deux derniers postes totalisant 535 113,95 fr, représentant l'actif immédiatement réalisable.

A cet actif s'ajoutent, pour mémoire, 432 actions de la Société anonyme *Journal de Physique*, 3 725 ouvrages divers, ainsi que le montant des cotisations arriérées restant à recouvrer.

Au passif figurent une somme de 110 831 fr. en dépôt pour le compte du Comité français de Physique pure et appliquée et, pour mémoire, la fourniture des exemplaires des numéros de mai 1947 à octobre 1947 du *Journal de Physique*, non encore facturés.

La situation du fonds de réserve fait ressortir, d'après les versements inscrits à ce poste, un montant total de 756 043 fr, ce fonds de réserve est donc largement couvert par les diverses valeurs, obligations et rentes françaises, en portefeuille ou en cours d'achat.

D'après le tableau statistique des membres de notre Société, il a été enregistré 46 admissions au cours de l'exercice, contre 27 radiations par décès ou démissions. L'effectif des sociétaires inscrits au 1er novembre 1947 est de 1163, dont 351 membres à vie.

Les comptes, dont nous venons de vous donner connaissance, et que nous vous demandons d'approuver, représentent la situation financière exacte de notre Société au 31 octobre 1947.

Les Membres de la Commission des Comptes :

Maurice BLONDIN, *rapporteur;*
J. GUYOT,
E. DUPUY.

Le rapport de la Commission des Comptes mis aux voix est adopté.

M. le Président communique à la Société de Physique la décision du Conseil concernant l'attribution des prix de fondation.

Le prix *Félix Robin* est décerné à M. G. Dupouy, doyen de la Faculté des Sciences de Toulouse.

Le prix *Louis Ancel* pour 1947 est décerné à M. Blanc-Lapierre; pour 1948, ce prix est décerné à M. Lennuier.

M. le Secrétaire général informe la Société que l'Exposition annuelle aura lieu du 15 au 20 mai 1948 dans les salons de la Sorbonne. Des conférences auront lieu comme précédemment à la même date.

M. Bauer, Président sortant, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Permettez-moi tout d'abord, avant de quitter la présidence, de souhaiter la bienvenue à notre nouveau président : M. Armand de Gramont, membre de l'Institut, dont vous connaissez tous les remarquables travaux, notamment sur l'Optique, et le rôle important dans le progrès de l'Optique en France.

L'activité de la Société de Physique a repris peu à peu depuis la Libération et l'année 1947 a marqué de nouveaux progrès.

Nos séances habituelles à l'Amphithéâtre de Physique de la Sorbonne ont été souvent assez animées : des communications intéressantes ont été suivies de discussions fort instructives. Je souhaite que cette habitude des discussions se développe et que nos jeunes collègues y prennent une part de plus en plus active. On nous a montré parfois — trop rarement peut-être — de très belles expériences. Je souhaite que, malgré la complexité des montages modernes, cette vieille tradition de notre Société reprenne son éclat d'autrefois.

Sous l'initiative de notre Secrétaire général, M. Jacquinot, des exposés d'ensemble sur des questions de physique moderne ont complété très heureusement quelques séances. Permettez-moi cependant de regretter ici que certains de nos collègues, certains laboratoires, aient perdu l'habitude de venir à nos réunions. Il faut que, chacun pour notre part, nous fassions une active propagande pour que notre Société redevienne le foyer central de la physique en France.

Notre exposition annuelle a parfaitement réussi : beaucoup d'exposants, beaucoup de nouveautés, beaucoup de visiteurs. Peut-être fut-elle un peu brève.

Vous vous rappelez que nos séances de la Pentecôte accompagnant cette exposition ont été consacrées à la remise du prix Holweck à notre Collègue le professeur Andrade, de l'Université de Londres. Sa magistrale conférence sur les propriétés élastiques des solides a eu lieu en présence du Président, de plusieurs membres du Bureau de la Physical Society et de M. l'Ambassadeur de Grande-Bretagne. Elle fut suivie d'une seconde conférence fort remarquable, de notre Collègue de Strasbourg, M. C. Sadron sur la physique des macro-molécules. M. Sadron, a, comme vous le savez, repris ses recherches avec ardeur après sa déportation et il est le premier titulaire du prix Holweck (1946).

J'ajouterai enfin que la Société de Physique a pris une part active aux Travaux de l'Union Internationale de Physique, qui a repris son activité sous l'impulsion de son Secrétaire général, notre Collègue M. Fleury.

Il me reste à exprimer toute notre gratitude à notre Secrétaire Général M. Jacquinot, qui est l'âme permanente de notre Société, à son trésorier M. Yvon et à notre agent M. Hulot qui, je l'espère, pourra encore longtemps nous aider et nous faire profiter de son expérience.

II. — Séance ordinaire.

M. Armand de Gramont prend place au fauteuil présidentiel et prononce l'allocution suivante :

Mesdames, Messieurs,

Je suis très sensible à l'honneur que vous m'avez fait en me portant par vos suffrages à la présidence de notre Société. La tâche pourrait me sembler un peu lourde si je n'étais assuré de l'aide que m'apporteront ceux dont le dévouement vous est connu : M. Hulot, qui depuis bien des années ne ménage pas sa peine, tant pour l'ordonnance de nos réunions, que pour l'organisation de notre exposition annuelle; M. Yvon, qui veut bien accepter le poste parfois ingrat, de trésorier, et enfin M. Jacquinot, qui s'acquitte de ses fonctions de Secrétaire général avec la bonne grâce et la compétence dont avait fait preuve son prédécesseur.

Depuis le début de ce siècle, depuis le temps où nous étions étudiants dans ce même amphithéâtre, la physique a prodigieusement évolué. Elle s'est, pourrait-on dire, divisée en une série de disciplines qui communiquent sans doute entre elles, mais qui exigent un labeur défini et des méthodes variées; en sorte que nous avons de grandes difficultés à conserver quelque compétence en dehors du territoire restreint que nous cultivons. Et c'est là ce qui donne tant d'importance à nos réunions mensuelles : il se trouve toujours dans l'assistance quelques spécialistes capables d'apporter, à la suite des communications, leur contribution personnelle aux échanges d'idées, qui ne sont pas la partie la moins intéressante de notre activité. Ces discussions, M. Bauer a su les diriger avec l'autorité et la courtoisie que tous lui reconnaissent. Je m'efforcerai de suivre son exemple en lui demandant de nous aider de son expérience.

Vous venez de porter à la vice-présidence M. Louis de Broglie : j'espère qu'il sera souvent parmi nous, nous apportant un précieux concours dans les questions de physique théorique.

Les sujets que l'on peut aborder au cours de nos réunions sont nombreux, le choix en est difficile. Je crois que vous pourriez aider le Bureau de la Société par vos suggestions, nous indiquer les sujets qui vous paraîtraient dignes d'être exposés ici, nous signaler les travaux nouveaux et le nom de leurs auteurs.

Et permettez-moi, à ce propos, de rappeler un souhait que formulait, il y a quelques années, notre Secrétaire général, qui était alors M. Pierre Fleury : il insistait sur l'intérêt que ne saurait manquer de susciter la présentation d'un appareil nouveau, d'un dispostif expérimental inédit. Il me semble que cette présentation concrète remporte tous les suffrages : elle peut se faire sous forme d'une courte intervention et s'ajouter heureusement aux communications plus étendues que nécessite souvent l'exposé d'une théorie détaillée.

Enfin, Mesdames et Messieurs, je suis sûr d'être votre interprète en remerciant M. Bauer de tout ce qu'il a fait au cours de l'année passée dans l'exercice de ses fonctions et l'assurer du bon souvenir que nous gardons de la présidence qu'il a su brillamment exercer.

Aucune observation n'étant présentée à propos de la précédente séance, le procès-verbal de la séance du 19 décembre est adopté.

Les demandes d'inscription suivantes sont présentées. Il est statué de suite sur ces admissions.

Sont élus Membres de la Société française de Physique :

MM. Legrand (Charles), assistant à la Faculté des Sciences de Lyon, détaché au Laboratoire de Bellevue, 11, rue Lagarde, Paris V^e^, présenté par MM. Trillat et P. Jacquinot.

Manson (Numa), Ingénieur de Recherches à l'Institut français du Pétrole, Station Claude-Bonnier à Bellevue, 9, rue François-Gérard Paris (XVIe), présenté par MM. G. Ribaud et R. Vichnievsky.

Marie (Élie-Robert), assistant de Physique à la Faculté des sciences, 38, rue Saint-Gabriel à Caen (Calvados), présenté par MM. M. Schérer et P. Le Roux.

Une communication est faite sur le sujet suivant :

Le Microscope électronique, son pouvoir séparateur. Formation de l'image ;

par M. le Dr INDUNI,

Ingénieur en chef à la Société Trüb, Taüber et Cie de Zurich.

Si l'on tient compte du rapport entre la longueur d'onde de De Broglie pour électrons de 60 kV et la longueur d'onde moyenne de la lumière visible, on devrait gagner, d'après Abbe, un facteur 100 000. Le microscope électronique montre qu'on peut utiliser seulement la millième partie de ce facteur.

Ce fait n'est pas à attribuer aux imperfections de lentilles, qui obéissent à la loi de Laplace, mais plutôt aux conditions complètement différentes de formation d'image du microscope électronique par rapport au microscope optique. La question du grossissement utile n'est pas seulement liée au pouvoir séparateur, tant du microscope que de l'œil, mais aussi à des considérations concernant l'objet même. L'utilité de diminuer le plus possible les grossissements électroniques est prouvée par le fait qu'on gagne énormément sur l'étendue du champ visuel, sur l'intensité de l'image finale, sur la réduction utile d'ouverture des faisceaux incidents et sur une réduction notable du bombardement de l'objet sans rien perdre en pouvoir séparateur.

On constate qu'on peut subdiviser l'histoire du microscope électronique en trois périodes, dont les deux premières, celle des grossissements importants et celle du pouvoir séparateur, se rattachent beaucoup trop aux considérations des théories d'Abbe. La troisième époque, celle où nous nous trouvons, demande plutôt des renseignements complets sur la nature d'une image électronique par rapport à une image optique.

On trouve d'abord, en accord avec le « Comité Américain du pouvoir séparateur », que la chose la plus urgente est de faire des images déclarées très nettes par assentiment général. Le pouvoir séparateur peut se déduire d'une façon empirique par le rapport $\frac{100\,000}{\text{grossissement}}$ en millimicrons La chose la plus importante pourtant est de se rendre bien compte de la nature de l'image électronique. On démontre que l'image électronique est le produit de l'interaction des électrons avec les atomes et l'on prouve ce fait par des expériences sur des cristaux de mica très minces, dont les points de diffraction de Kikuchi se résolvent en structures compliquées, qui ne sont rien d'autres que des images différentes en champ obscur dans les diverses directions angulaires de Bragg, et dont les formes sont retrouvées dans le champ clair de l'image électronique du cristal. Pour passer de ces phénomènes au cas général de l'objet, dont les atomes sont repartis suivant des lois non cristallographiques, on considère le cas de diffraction des électrons sur des atomes singuliers. On démontre ensuite que pour des épaisseurs d'objet un million de fois plus épais que ceux du microscopique électronique on obtient, avec les rayons X des phénomènes analogues, parce que, pour ces derniers, l'interaction avec les atomes est environ 1 million de fois plus faible que pour les électrons. On constate qu'au fur et à mesure que les atomes sous certains angles deviennent de plus en plus invisibles pour les rayons X, ils deviennent d'autant plus visibles pour les électrons. En tenant compte des facteurs de diffraction de radiation cohérente et incohérente on revient au microscope électronique, pour conclure qu'il est utile d'employer la technique de l'évaporation des métaux lourds, pour mieux dire de son empreinte en métal lourd. L'auteur trouve tout de même que la théorie dans le cas de l'évaporation demande plutôt un métal léger, mais à haut pouvoir diffracteur sous certains angles, qui sont hors de l'angle solide de l'ouverture utile des faisceaux incidents. Naturellement les petits cristaux de dépôt de métal léger ne doivent pas être visibles par le microscope électronique. Ces considérations sur la formation de l'image ont une certaine analogie avec la formation d'image dans le microscope optique à contraste de phase. L'auteur fait remarquer que dans l'un comme dans l'autre système, il s'agit d'une question de chemin optique. De grosses différences de pouvoir diffracteur signifient de grosses différences de chemin optique et de contraste. De grosses différences de chemin optique dues à l'épaisseur de l'objet signifient :

— pour les électrons, augmentation de la diffraction incohérente et diminution de définition ;

— pour le contraste de phase optique, diminution de la longueur de cohérence et diminution de définition.

Les considérations données montrent que les théories d'Abbe gardent toute leur valeur pour les images à modulation d'amplitude dans des structures périodiques, mais ne sont pas absolument nécessaires pour comprendre ce que c'est qu'une image d'un objet parfaitement transparent, comme c'est le cas dans le microscope électronique.

En fin de séance, M. le PRÉSIDENT proclame le résultat des votes.

Élection de deux membres honoraires et de huit membres du Conseil.

Le nombre des votants pour l'élection de deux membres honoraires et de huit membres du Conseil a été de 98. Ont été élus membres honoraires.

MM.	SIEGBAHN	98 voix
	HAAS	98 —

Ont été élus membres du Conseil :

MM.	ABRIBAT	98 voix
	COUDER	98 —
Mlle	CURIE	98 —
MM.	J. TERRIEN	98 —
	R. FREYMANN	98 —
	GORTER	98 —
	PIENKOWSKY	98 —
	P. TAUZIN	96 —

M. LEPRINCE-RINGUET a eu 2 voix.

Élection du Bureau.

NOMBRE DE VOTANTS : 70.

BULLETINS BLANCS OU NULS : 0

Ont obtenu :

Vice-Président	M. Louis de BROGLIE	70 voix,	élu.
Vice-Secrétaire	M. BARCHEWITZ	—	—
Trésorier	M. G. YVON	—	—

En conséquence, le Bureau pour l'année 1948 est ainsi constitué :

MM.	de GRAMONT	Président.
	L. de BROGLIE	Vice-Président.
	P. JACQUINOT	Secrétaire général.
	J. P. MATHIEU	Secrétaire.
	J. TERRIEN	Vice-Secrétaire.
	G. YVON	Trésorier.

SECTION MÉDITERRANÉE.

RÉUNION DU 12 DÉCEMBRE 1947.

La réunion, à Montpellier, est présidée par M. le doyen Canals, de la Faculté de Pharmacie.

La communication suivante a été présentée :

Loi d'action polarométrique des sérums en solution et ses applications :

par MM. Georges REBOUL, François BON et Dr Jean REBOUL.

DISPOSITIF ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX, présenté par M. BON.

Dans une communication précédente, il a été indiqué comment la courbe courant-temps, qui donne l'intensité du courant traversant une électrode à gouttes de mercure pendant le temps que met une goutte à se former (courbe enregistrée à l'oscillographe cathodique), était déformée par l'addition, à l'électrolyte du polarographe, de corps tensio-actifs.

Cette courbe présente un long semi-palier, suivi d'un ressaut qui se produit vraisemblablement au moment où le courant croissant, le potentiel de la goutte a atteint un potentiel convenable pour que la dépolarisation par l'oxygène de l'air dissous dans l'électrolyte, puisse se produire.

Le corps tensio-actif subissant une adsorption préférentielle par rapport à celle de l'oxygène, retarde l'apparition du ressaut et le semi-palier est d'autant plus long que la concentration en corps tensio-actif est plus forte. D'où la possibilité d'effectuer le dosage de corps tensio-actifs.

Nous avons pensé à utiliser cette méthode pour l'étude de sérums provenant de sang humain. Le mode opératoire est le suivant. On étend le sérum 50 fois avec une solution d'acide sulfurique (N/2000), on mesure les longueurs des semi-paliers pour des concentrations en sérum variables, que l'on obtient, en ajoutant des doses croissantes de la solution précédente à 20 cm³ de la solution sulfurique du polarographe. On construit ensuite la courbe : longueur du semi-palier-concentration en sérum.

Les expériences ont été conduites de deux manières :

1. Les sérums utilisés provenaient du Centre anticancéreux de Lyon, ils étaient expérimentés dès réception à Montpellier, c'est-à-dire huit à neuf jours après qu'avait été fait le prélèvement sanguin. On a obtenu, dans ce cas, deux types de courbe bien caractérisés :

a. des courbes sigmoïdales formées par deux parties horizontales ou presque, raccordées par une courbe à point d'inflexion.

b. des courbes constamment croissantes d'allure rectiligne ou exponentielle.

Les courbes du premier type sont données par les sérums provenant de sujets *dits normaux*, celle du second type par les sérums prélevés sur des sujets *cancéreux*.

Nous avons obtenu parfois, surtout pour les sujets dits normaux des cas douteux qui peuvent être dus, soit à ce que le sujet n'est pas sûrement normal, soit encore à ce qu'il s'écoule entre le prélèvement et les mesures un temps assez long et dans des conditions mal définies. C'est pour éviter ce dernier inconvénient que nous avons opéré de la deuxième manière.

2. Les sérums provenaient alors de l'Institut Bouisson-Bertrand de Montpellier. Deux jours seulement (environ) s'écoulaient entre les prélèvements et les mesures. On obtenait alors les résultats suivants :

a. Les mesures étant faites dès la mise en solution du sérum, on obtient *toujours* des courbes de forme sigmoïdale (type 1 précédent);

b. Des séries de mesures échelonnées à partir de la mise en solution, donnent des courbes se déformant progressivement pour donner finalement des exponentielles (type 2 précédent);

c. La vitesse d'évolution de ces courbes dépend essentiellement de l'état pathologique des sujets auxquels a été fait le prélèvement : lente pour des sujets dits normaux, elle est plus grande pour des sujets tuberculeux ou syphilitiques et encore plus rapide pour des sujets cancéreux.

II. — INTERPRÉTATION THÉORIQUE DE LA LOI D'ACTION. Présenté par M. Georges REBOUL.

Nous admettrons qu'il y a dans tout sérum un certain nombre de *germes* ou de *noyaux*, sur la nature desquels nous ne ferons aucune hypothèse, nous contentant d'indiquer qu'ils sont vraisemblablement constitués par de grosses molécules ou par des complexes moléculaires dont l'activité pathologique est très probable, alors que leur activité capillaire est certaine. En vertu de cette dernière activité, ces noyaux viennent se fixer à la surface de la goutte et y modifier l'action des atomes d'oxygène dissous dans l'eau acidulée du polaromètre; cette modification se traduisant finalement par un allongement du semi-palier oscillographique.

Soit c la concentration des noyaux dans la solution de sérum, N le nombre d'entre eux fixés à la surface de la goutte et l la longueur du semi-palier correspondante. Une variation dc de la concentration se traduit par une variation dN du nombre des noyaux adsorbés et par un allongement dl du semi-palier. Ces changements élémentaires sont régis par des lois que nous ignorons, mais que nous savons être dues à un hasard pur ou dirigé, il existe donc entre eux des relations de probabilités

$$\beta_1 \frac{dc}{c} = \beta_2 \frac{dN}{N} = \beta_3 \frac{dl}{l}.$$

La concentration c des noyaux présents dans la solution de sérum et l'allongement l correspondant du semi-palier sont liés par une équation différentielle de la forme

$$\frac{dl}{l} = \beta \frac{dc}{c} = \alpha\, dc$$

dont l'intégration donne l'expression algébrique de la loi d'action polarométrique du sérum en solution; le coefficient α étant une fonction plus ou moins compliquée de c ou d'autres variables, le temps par exemple.

Pour une variation de concentration $dc = 1$, α est la probabilité d'action polarométrique ou la probabilité de fixation des noyaux à la surface de la goutte.

Cette probabilité de fixation α dépend évidemment de la concentration c; si cette concentration est faible, peu de noyaux viennent, dans un temps donné, se fixer sur la goutte et α est petit; quand c croît le nombre de ces noyaux augmente et α croît aussi. Le nombre de places disponibles à la surface de la goutte diminuant progressivement, quand c continue à augmenter, α croît toujours, mais moins vite, puis il passe par un maximum et se met à décroître pour tendre vers O quand toute la surface de la goutte est occupée. En somme, α varie, en fonction de la concentration, suivant une courbe en cloche.

Il s'ensuit que l'allongement l du semi-palier varie, en fonction de la concentration, suivant une courbe de forme sigmoïdale, se terminant pour les concentrations élevées par une exponentielle croissante.

Quand le sérum est en solution, il se modifie avec le temps et ses caractères évoluent dans un sens correspondant à une

prolifération des noyaux et, par conséquent, comme s'il y avait accroissement des concentrations de la solution de sérum. On doit donc obtenir, dans des séries de mesures faites à des intervalles croissant à partir de la mise en solution, des courbes représentatives affectant des formes successives correspondant à un glissement progressif suivant l'axe des concentrations et dans leur sens croissant.

On obtient ainsi, initialement des courbes sigmoïdales, puis ces courbes se déforment progressivement pour donner finalement des exponentielles.

Dans des conditions bien délimitées de température, de concentration des solutions, de régime d'écoulement des gouttes et de constitution de circuit, les résultats de l'expérience confirment ces prévisions de manière frappante. Ils montrent, en outre, comme il vient d'être dit, que l'évolution du sérum étudié est caractéristique de l'état pathologique du sujet, de sorte que l'on peut espérer en déduire des règles pour dépister certaines maladies ou pour en contrôler la marche.

RÉUNION DU 20 DÉCEMBRE 1947.

La réunion a eu lieu à Marseille sous la présidence de M. Pierre Rouard.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — Le moteur à air chaud Philips :

par G. Blet.

Analyse, faite à la demande de la Section locale, de plusieurs articles parus dans des numéros récents de la *Revue technique Philips* concernant la réalisation par cette Société de plusieurs types de moteurs à air chaud.

La théorie d'un tel moteur montre qu'il est possible d'obtenir un rendement très élevé.

L'utilisation de matériaux modernes a permis de construire des unités de plusieurs dizaines de chevaux-vapeur tournant à des vitesses élevées de l'ordre de 3000 tours : mn.

L'utilisation d'alliages légers à très haute résistance offre des possibilités d'avenir très intéressantes pour ce genre de moteur.

Il est souligné également que sa réversibilité permet de l'utiliser en machine frigorifique de grande efficacité.

2. — Présentation d'appareils.

par P. Cotton.

I. Appareil de prise de vue au ralenti. — Désirant filmer au ralenti l'extension des huiles à la surface de corps polis, j'ai réalisé un montage qui permet de prendre sur film 9,5 mm une vue toutes les minutes ou toutes les 5 mn.

Le montage optique est le suivant : la lame étudiée, horizontale, est éclairée avec une lampe d'auto, alimentée par un transformateur. Un rhéostat, que l'on peut court-circuiter, est placé sur le primaire du transformateur, il permet de réaliser un éclairage réduit. Une lentille achromatique, placée entre la lampe et la lame, sert de condenseur, un objectif (f = 10 cm) forme, sur le film, une image de la lame réduite au quart environ. Grâce à deux prismes à réflexion totale, coudant le faisceau, le tout est logé dans une caisse de dimensions réduites, étanche à la lumière.

Pour prendre une vue de la lame, les opérations suivantes doivent être exécutées :

1° Éclairage réduit de la préparation.

2° Éclairage fort (la lampe, déjà échauffée, pourra être survoltée sans dommage pendant un court instant).

3° Prise de vue.

4° Avance du film.

5° Extinction de la lampe et retour à la position initiale.

L'appareil de prise de vue est une caméra *Pathé Baby*, ancien modèle, à manivelle, dont on a enlevé l'objectif. La manivelle est remplacée par une poulie, entraînée par un moteur électrique, qui porte une plaque métallique reliée à la masse. Cette plaque, sur laquelle glissent deux contacts C_1 et C_2, est divisée en sept secteurs égaux séparés par des intervalles isolés de la masse.

Un réveil convenablement modifié donne, toutes les minutes ou toutes les 5 mn, deux tops espacés de 10 s environ. Le premier top actionne un relais R_1 commandant l'éclairage réduit de la lampe. Le second top par l'intermédiaire d'un relais R_2, met en marche le moteur. La poulie tourne et les deux contacts C_1 et C_2 arrivent au contact d'un secteur, ils court-circuitent les deux relais R_1 et R_2 qui reviennent à la position de départ. Le contact C_1 court-circuitant le rhéostat amène la lampe au régime voulu pour la prise de vue. Le second C_2 assure l'alimentation du moteur pendant la fin du 1/7 de tour que doit faire la poulie pour terminer le cycle des opérations : prise de vue (l'obturateur de la caméra règle le temps de pose) et avance du film. Lorsque les contacts C_1 et C_2 arrivent sur un secteur isolé, la lampe s'éteint et le moteur s'arrête. Un calage convenable de la plaque métallique assure l'arrêt de la caméra, l'obturateur fermé.

Ce montage a été entièrement réalisé au laboratoire, avec l'aide précieuse de M. R. Perrot, aide technique du C. N. R. S.

2. Microbalance en fil de verre. — Cet appareil est destiné à peser des gouttes d'huile dont le poids moyen est de 1 à 2 mg, avec une précision du 1/100e de milligramme. Ces gouttes sont prélevées avec un fil de platine pesant 0,5 g environ; ce fil (qui est fortement chauffé avant et après emploi) doit être facilement amovible; de plus, les mesures doivent être rapides.

La charge assez importante que constitue ce fil rend difficile l'emploi d'une microbalance à flexion. Le montage d'une microbalance à torsion étant assez délicat, j'ai construit une balance à fléau, entièrement en fil de verre étiré et soudé à la flamme.

Le fléau est aussi léger que possible (0,5 g) et assez court (12 cm); il se compose de trois fils de 0,4 mm, formant l'armature d'une poutre entretoisée, les couteaux sont constitués par du fil de verre plus fin, étiré très soigneusement afin que la section en soit bien circulaire, ils roulent sur deux crochets de verre servant de support. Deux crochets aux extrémités du fléau supportent d'un côté un contrepoids et, de l'autre, le fil de platine par l'intermédiaire de deux rallonges en fil de verre très fin.

Les pesées se font, comme dans la plupart des microbalances commerciales par observation de la déviation du fléau avec un viseur micrométrique. Un étalonnage préalable est ici nécessaire.

La balance est très sensible, la précision des mesures est limitée par sa fidélité. L'étude de cet appareil, faite par M. Roumieu, Étudiant de la Faculté, montre que l'on peut facilement peser le milligramme au 1/100e en prenant les précautions habituelles.

L'appareil décrit ci-dessus n'a pas la prétention de remplacer les microbalances commerciales, il a l'avantage d'être construit très rapidement par toute personne sachant un peu travailler le verre et d'avoir un prix de revient extrêmement faible

On pourrait accroître facilement la fidélité et la sensibilité en remplaçant les tiges cylindriques constituant les couteaux par de véritables couteaux obtenus par taille de petits cylindres de verre.

3. — Principe d'un palmer optique:

par R. Mérigoux.

Lorsqu'on éclaire certaines fentes de spectroscopes au moyen d'une source lumineuse placée très obliquement par rapport à l'axe du collimateur (30 à 40°), la lumière qui pénètre dans l'instrument est en grande partie fournie par le rebord de la fente le mieux éclairé.

On observe alors, dans le spectroscope, un très beau spectre cannelé. Il n'est pas nécessaire que la source soit ponctuelle; le spectre cannelé est encore visible en prenant le soleil comme source lumineuse; mais le phénomène est particulièrement net avec un arc électrique placé à quelques mètres.

L'intervalle des cannelures dépend de l'ouverture de la fente et, en première approximation, on peut dire que tout se passe comme si les demi-longueurs d'onde des radiations qui sont présentes dans le spectre étaient contenues un nombre entier de fois dans la largeur de la fente. C'est ainsi qu'une fente de 0,5 mm de largeur donne un spectre cannelé dont l'intervalle est du même ordre que les deux raies jaunes du sodium.

Il en résulte que les moindres variations dans la largeur de la fente provoquent le déplacement des cannelures et que l'on observe, en général, des cannelures distordues représentant une véritable cartographie de la fente. On peut ainsi déceler des variations de largeurs de quelques dixièmes de micron.

4. — La mesure en Physique:

par U. Filippi.

I. La mesure est la première mathématisation à laquelle procède le physicien. Il faut distinguer la mesure qui porte sur un objet et la mesure qui porte sur un changement physique :

— la mesure relative à un objet constate l'équivalence à un certain point de vue (encombrement dans l'espace, action mécanique sur le fléau d'une balance, etc.) entre un objet et une collection d'objets jugés identiques entre eux à ce même point de vue;

— la mesure d'un changement compte combien de fois se répète un certain changement unité. (Rappelons que la calorie est un changement et non un objet.)

II. Il n'y a pas de différence stricte entre repérage et mesure. A la rigueur des variations successives de température de 1° C sont identiques si cette identité ne signifie pas autre chose que ce caractère commun : chaque fois l'index de mercure a subi le même allongement. Mais on peut adopter le critérium suivant : un nombre indiqué par un appareil est une mesure quand une théorie de physique mathématique sait l'utiliser (ainsi la mesure thermodynamique des températures).

III. En Physique classique, la mesure d'une grandeur G répétée *immédiatement* (c'est-à-dire avant que le système ait pu évoluer) donne le même résultat. En Physique quantique, il n'en est ainsi que lorsque la fonction Ψ coïncide avec une fonction propre de G.

IV. Deux grandeurs considérées d'abord comme identiques peuvent, à un moment donné, être distinguées : ainsi distance et coordonnée.

V. « Toutes les définitions de la Physique, celles des grandeurs en particulier, reposent sur des conventions ou des hypothèses et impliquent une adhésion, souvent implicite, à des théories généralement admises. » (L. de Broglie.)

SÉANCE DU 7 FÉVRIER 1948.

La séance a eu lieu à Marseille sous la présidence de M. Pierre Sève.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — Action du mercure sur les films minces d'argent;

par Pierre Cotton.

Alty et Clark [1] ont étudié l'action du mercure sur l'étain; ils ont montré que cette action peut se décomposer en une extension superficielle rapide, suivie d'une diffusion dans la masse beaucoup plus lente. Il m'a paru intéressant d'entreprendre des recherches analogues sur l'argent obtenu en film très mince par projection cathodique. J'indiquerai, dans cette communication, les premiers résultats auxquels je suis arrivé.

Le support du film métallique (verre ou mica) doit être aussi propre que possible; on procède, dans le cas du verre, au nettoyage suivant la technique indiquée par R. Mérigoux [2], dans le cas du mica on clive la feuille immédiatement avant emploi; les films d'argent sont préparés et conservés en évitant, autant que possible, toute contamination par des impuretés grasses; les boîtes où sont placées les lames argentées, sont soigneusement desséchées avec de l'anhydride phosphorique. Le mercure est déposé en goutte de quelques milligrammes avec un tube de verre étiré au moment de l'utilisation.

Aspect général du phénomène. — Sur un film d'argent épais (25 à 30 mμ) le mercure donne rapidement une tache d'amalgame qui apparaît noire par transmission. Cette tache a un aspect uniforme, sa surface croît très vite (elle double en moins d'une heure), l'étude de la vitesse d'extension sera faite ultérieurement. Si l'on souffle sur la lame de l'air humide, la zone amalgamée se fendille immédiatement : les craquelures, peu nombreuses et assez espacées au centre, ont une direction générale radiale, au bord de la tache elles sont plus nombreuses, plus serrées et légèrement bleutées par transmission.

Sur un film d'argent plus mince (10 à 20 mμ environ) le phénomène se complique d'actions secondaires : le film d'amalgame formé, moins stable, se craquèle spontanément. On peut, au bout de quelques heures, distinguer dans cette tache trois zones nettement différentes au microscope : 1° au bord une bande noire, opaque, tranchant sans dégradé sur le fond bleu de l'argent intact; 2° une zone craquelée où le verre, mis à nu, forme des fentes blanches; 3° une zone centrale où l'amalgame s'est rassemblé en filets sur le verre. Ces filets, d'épaisseur assez uniforme sont dirigés suivant les rayons de la tache. La masse de mercure repose sur cette zone, elle est en contact avec les filets si la lame n'a pas été agitée. La structure différente de ces zones se voit par observation macroscopique : la réflexion sur la bande marginale diffère peu de la réflexion sur l'argent intact, par contre, la zone intermédiaire et la zone centrale donnent lieu à de beaux phénomènes de diffusion par réflexion. L'orientation générale des filets et craquelures donnent à la surface un aspect moiré.

Sur un film d'argent très mince (moins de 10 mμ) l'extension cesse rapidement : la moindre vibration rompt le contact entre la masse du mercure et la zone déjà amalgamée. Celle-ci n'étant plus alimentée ne peut continuer à s'étendre.

J'ai eu l'occasion de constater, au cours de ces expériences, la grande importance de l'état de la surface : toute strie existant sur le support constitue une amorce de craquelure et modifie la forme des filets d'amalgame. Le frottement du film avec un corps propre (tige de verre flambée) accroît la vitesse d'extension, si, toutefois, il n'y a pas eu arrachement du métal. Une rayure mettant à nu le verre arrête complètement l'extension. L'humidité de l'air favorise le morcellement du film d'amalgame et, par cette action, ralentit l'extension.

Enfin, les poussières grasses tombant sur le film, la contamination systématique de la surface montrent l'influence nuisible de couches mêmes monomoléculaires d'acides gras. Ces derniers faits, ainsi que l'influence de l'épaisseur du film sur la vitesse d'extension, font actuellement l'objet d'une étude dont les résultats seront publiés ultérieurement.

[1] Alty et Clark, *Trans. Far. Soc.* 1935, 31, 1re série, p. 648.
[2] R. Mérigoux, *Rev. d'Optique*, 1937, 16, p. 281.

2. — Sur la permanence des régimes sonores obtenus en chambre réverbérante;

par M. Moles [1].

L'étude des enceintes closes à parois réfléchissant le son, ou salles réverbérantes, est le problème physique le plus voisin du problème technique de l'acoustique des salles qui peut se poser ainsi : quelle est dans une salle, la répartition du son due à une source constante donnée (régime permanent) et quelles sont les variations de cette répartition dans l'espace et dans le temps (réverbération) quand cette source se modifie (régime transitoire). Corrélativement quelle sera l'influence de matériaux absorbants sur ces deux régimes?

Dans une précédente communication on a montré que la question posée n'avait de sens que si la source sonore employée avait une fréquence très bien définie, ce qui restreint énormément l'intérêt technique d'une étude autre que statistique de la répartition du son dans une salle. Avec une telle source les essais effectués avaient montré que l'on parvenait à une parfaite stabilité du son dans l'enceinte close et que les courbes d'amorçage et d'extinctions successives restaient identiques à elles-mêmes, donc qu'il n'y avait qu'un régime possible dans ces conditions, conformement à la théorie. On peut alors se fixer comme but de vérifier expérimentalement la forme de cette répartition en traçant une sorte de carte à trois dimensions des pressions sonores dans l'enceinte, mais pour y parvenir on doit explorer à l'aide d'un microphone le volume enclos dans l'enceinte et le problème se pose de savoir si les modifications introduites par la présence même de l'organe explorateur ne perturberont pas le champ de façon rédhibitoire. C'est là un exemple classique d'incertitude dans le domaine macroscopique et nous avons essayé de répondre à cette question par quelques expériences.

Des essais antérieurs ont montré la nécessité d'un contrôle permanent de la stabilité de l'état sonore qu'on étudie, qui s'est avéré très délicat à maintenir. Les mesures se faisant comme toujours avec un microphone et un oscillographe cathodique on a eu recours à l'emploi d'un commutateur électronique à quatre directions réalisé par N. Bladier, qui s'est révélé précieux pour les recherches de ce genre. La source était constituée d'un diapason entretenu 1 000 p : s d'un filtre et d'un manipulateur et d'un haut parleur encastré dans le mur dans l'axe longitudinal de la salle réverbérante du C. R. S. I. M ($10 \times 2{,}85 \times 2{,}56$ m). On a vérifié avec un microphone que l'onde sonore émise par la source contenait moins de 4 % d'harmoniques. Le son était recueilli par quatre micros identiques posés sur le sol en divers points de la salle. Les fem issues de ceux-ci étaient préamplifiées et appliquées aux quatre canaux d'un commutateur électronique et elles apparaissaient directement sur l'écran de l'oscillographe qu'on photographiait ou cinématographiait en supprimant le balayage. On réglait à l'égalité la sensibilité des quatre canaux avant les essais. On a, à cette occasion, mis au point un dispositif de balayage extra lent par potentiomètre tournant permettant d'obtenir directement sur une plaque 6×9 les courbes de réverbération produites en coupant la source sonore.

Divers essais ont été effectués, mettant en évidence la répartition du son dans la salle et l'influence sur celle-ci de déplacements d'air, de variations de température, d'un obstacle absorbant supplémentaire ou du déplacement des micros de mesure. De ces essais enregistrés photographiquement on a dégagé les conclusions suivantes :

a. Il existe effectivement dans la salle des réseaux de nœuds et de ventres espacés de $\frac{l_0}{2}$ (ici 17 cm) : ce qui se traduit par des différences d'amplitude et de phase d'un point à un autre de la salle.

b. Ces réseaux sont très complexes. En effet, les résonances de la salle se produisent non seulement sur la fréquence fondamentale, mais aussi sur des harmoniques (deux en particulier) qui se superposent au système fondamental en donnant lieu à une répartition très complexe qui dépendra de la variation d'absorption avec la fréquence des parois.

c. Régime transitoire (réverbération) et régime permanent constituent deux études distinctes. En effet, on peut, partant d'une même intensité en un point avoir deux courbes de reverbération différentes si le régime en d'autres points s'est trouvé modifié.

d. Toutes choses égales d'ailleurs la courbe de réverbération ne dépend ni de la phase relative de la rupture par rapport à l'onde sonore, ni de l'étincelle de rupture, à condition qu'elle soit petite. En effet, la courbe de réverbération est constante dans le temps en des endroits différents au cours d'expériences successives alors que la phase de la rupture varie au hasard et devrait se traduire par un même effet sur les courbes d'extinction. Les renforcements observés en certains points après l'extinction ne sont pas fonction de la rupture.

e. Il semble exister, dans les conditions ou l'on opère pratiquement, non pas un régime, mais plusieurs régimes distincts; l'on passe de l'un à l'autre au bout d'un laps de temps assez long (quelques heures) au gré de facteurs micro-météorologiques assez mal définis. La complexité et la petitesse de ces facteurs erratiques les rendant inaccessibles au contrôle ou à l'expérience, on peut dire que ces changements d'état stationnaire se font au hasard.

f. Les essais effectués en plusieurs endroits de modification des conditions locales : introduction d'un petit absorbant, déplacement du microphone de mesure et remise en place, ont semblé montrer que l'influence des modifications était seulement locale, la perturbation n'exerçant son effet que dans la région considérée. On peut se demander si l'enceinte ne se divise pas en cellules de dimensions de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, les perturbations exerçant leur influence sur une ou plusieurs cellules voisines selon leur importance.

g. L'introduction d'un très large absorbant sur l'une des parois de la salle (porte ouverte) perturbe complètement le régime, mais beaucoup plus les régions voisines que les cellules éloignées : il se produit une sorte d'attraction du réseau de nœuds et de ventres vers l'absorbant avec des ventres renforcés dans son voisinage.

h. Cherchant à mettre en évidence les motifs du passage d'un régime à un autre constatés on a fait agir divers facteurs. En soufflant dans la salle plusieurs mètres cube d'air à une température différant d'au moins 1° de celle de la salle on n'a pu constater aucune variation du régime.

On n'a pu obtenir non plus de variation du régime en réalisant une perturbation acoustique considérable obtenue en faisant battre la source à 1 000 p : s avec une source supplémentaire à 1 050 p : s. Dans ces conditions, régime permanent et régime transitoire (amorçage et extinction du battement) restaient parfaitement identiques au cours de plusieurs expériences successives.

Par contre, on a pu passer d'un régime à l'autre en faisant pénétrer dans la salle un individu qui s'y déplaçait : tout le système d'ondes sonores et de ventres se modifiait rythmiquement durant les pas du sujet ; la sortie de celui-ci après avoir déplacé puis replacé l'un des microphones amenait la modification du régime établi auparavant.

Il résulte de ces expériences qu'il est de toute façon nécessaire, pour effectuer des mesures, d'agir sur l'organe explorateur de l'extérieur de la salle et en repérant la position de celui-ci avec une grande précision, ce qui soulève de nombreuses difficultés pratiques.

On est alors amené à modifier quelque peu l'énoncé du problème. On peut considérer à l'instant T l'état sonore de la salle close comme déterminé : on étudiera alors cet état dans une salle close de grandes dimensions, munie d'un très grand nombre de microphones réfléchissant le son, permettant des mesures instantanées avec des oscillographes multiples ou des commutateurs à très grand nombre de directions. C'est une première tentative dans cette voie que représente l'emploi, du commutateur à quatre directions.

L'ampleur des moyens matériels que nécessiterait une telle étude, ainsi que la faible portée des résultats obtenus, soumis aux nombreuses restrictions qui se dégagent des expériences précédentes, suggère une autre voie pour aborder le problème, qui serait peut être plus voisine des applications pratiques à l'acoustique des salles. Abandonnant les phénomènes trop instables obtenus dans une salle close on peut chercher à étudier par analogie acoustique l'état d'une enceinte close de forme donnée sur un modèle réduit à trois dimensions soumis à une source ultra-sonore de fréquence convenable; si ce problème de l'analogie acoustique à trois dimensions s'est heurté jusqu'ici à des difficultés expérimentales très sérieuses, c'est que l'on ne dispose pas de moyen de réaliser une coupe dans un modèle sans modifier l'état de celui-ci. Nous proposons d'appliquer à ce problème l'artifice des coupes stratigraphiques, bien connu des spécialistes de la radiologie.

[1] Moles, *Remarques sur les méthodes d'étude des chambres réverbérantes*, Communication présentée le 16 avril 1947, à la Société de Physique.

3. — Nouveau commutateur électronique à quatre directions;

par Benjamin Bladier.
Laboratoire d'Acoustique C. N. R. S. I. M., Marseille.

Cet appareil est destiné à permettre la représentation simultanée de quatre phénomènes sur un même oscillographe cathodique. Les quatre phénomènes sont hachés ou découpés à une fréquence suffisamment grande pour que le spot paraisse décrire des courbes quasi-continues, alors qu'elles sont composées de petits segments séparés, le spot passant d'un point de la courbe A au point d'abscisse très voisin de la courbe B, et ainsi de suite.

Le commutateur présenté consiste essentiellement en deux parties :

1° Quatre amplificateurs recevant les signaux à enregistrer (tubes hexodes 6 L 7).

2° Un générateur de signaux de blocage (tubes pentodes 6 J 7) qui donne successivement « la voie » à chacun des amplificateurs précédents. Ce générateur produit quatre trains de signaux périodiques déphasés les uns par rapport aux autres à partir d'un signal sinusoïdal de fréquence f appliqué à un pont déphaseur sur lequel on prélève des tensions de même amplitude, mais déphasées de 0°, 90°, 180°, 270° par rapport au signal d'entrée f. Ces impulsions déphasées (appliquées sur les grilles G_3 des hexodes amplificatrices) jouent le double rôle de bloquer les lampes pendant les trois quarts de la période de commutation choisie et de les débloquer pendant un quart, de manière à mettre ces lampes en état d'amplifier normalement l'une après l'autre. En appliquant une tension à étudier à la grille G_1 de la même lampe, cette tension est donc modulée par « tout ou rien », et agit sur le faisceau cathodique pendant les quarts de période où le signal du déphaseur débloque G_3.

Pour que le tracé des quatre courbes soit lisible, il faut que les axes des abscisses (correspondant aux signaux d'amplitude nulle) soient décalés. Cette séparation des traces peut s'obtenir soit en polarisant différemment les hexodes amplificatrices, soit en appliquant à leur grille écran des tensions différentes. Nous avons conjugué les deux procédés.

Les quatre signaux de sortie sont appliqués à la grille de commande d'une amplificatrice unique, qui est donc influencée successivement pendant un quart de période par chacun des canaux.

Nous appelons diaphonie la perturbation que l'on peut mesurer sur trois des canaux restés libres lorsqu'on applique un signal sur le quatrième canal. Cette perturbation est d'environ 10 % quand les traces commencent à se chevaucher sur l'appareil présenté. On pourrait la réduire en améliorant le signal de blocage, grâce à quelques modifications dans les circuits.

Nous n'avons constaté aucun déphasage d'un canal par rapport à l'un des autres, lorsque l'on applique un même signal sur les quatre canaux pour des fréquences de 50 à 1 000 p : s.

Nous avons essayé de marquer le temps en diminuant brusquement la luminosité du spot de l'oscillographe cathodique à des intervalles de temps connus, ce qui se traduit sur les enregistrements par des « stratifications » espacées de 1/50e, 1/100e, etc. de seconde. Cette méthode nous a permis de libérer un canal et d'enregistrer quatre phénomènes plus le temps.

Le Gérant : Maurice Blondin. 129491 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1948.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 20 FÉVRIER 1948.

Présidence de M. A. de Gramont.

Aucune observation n'étant présentée au sujet des communications faites à la séance précédente du 16 janvier, le procès-verbal de cette séance est adopté.

M. le Président fait part à la Société des décès de M. Lochard Inspecteur général des Mines à Neuilly, et de M. Deslandres, Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes, et adresse aux familles les condoléances de la Société.

Les demandes d'admission suivantes sont présentées sur lesquelles il est statué de suite.

Sont admis comme Membres de la Société française de Physique :

Neuf travailleurs du Laboratoire Curie :

Mlle Albouy (Georgette), Attachée de recherches au C. N. R. S. 4, rue Barrault, Paris (13e), présentée par Mlle Faraggi et M. Teillac.

MM. Avignon (Paul), Attaché de recherches au C. N. R. S. 91, Avenue de la République, Paris (11e), présenté par MM. Riou et Haissinsky.

Deschamps (Yvon), Attaché de recherches au C. N. R. S. 7, Villa Gounod, Sceaux (Seine), présenté par MM. Haissinsky et Teillac.

Dick (Louis), Boursier de l'État français, 26 rue du Dragon, Paris (6e), présenté par Mme Joliot-Curie et M. Teillac.

Fabre de la Ripelle (Michel), Stagiaire de Recherches au C. N. R. S., 13, rue de l'Yvette, Paris (16e), présenté par Mme Benoist et M. Teillac.

Falk-Vairant (Paul), Boursier de l'État français, Stagiaire de recherches au C. N. R. S au Laboratoire Curie, 11 rue Pierre Curie, Paris (5e), présenté par Mlle Faraggi et M. Riou.

Jean (Maurice), Stagiaire de Recherches au C. N. R. S. 12 *bis* rue Louise Michel à Levallois-Perret (Seine), présenté par Mme Benoist et M. Haissinsky.

Renardier (Michel), Attaché de Recherches au C. N. R. S., au Laboratoire Curie, 11 rue Pierre Curie Pàris (5e), présenté par MM. Riou et Haissinsky.

Vroelant (Claude), Attaché des Recherches au C. N. R. S. 22, rue de Tocqueville, Paris (17e), présenté par Mme Benoist et M. Haissinsky.

MM. Frühling (Alfred), Agrégé préparateur à l'École normale supérieure 45, rue d'Ulm, Paris (5e), présenté par MM. A. Kastler et P. Jacquinot.

Pinoir (Robert), Ingénieur E. P. C. I. Chef du Laboratoire de Physique à la Société Kodak-Pathé, 30, rue des Vignerons à Vincennes (Seine) présenté par MM. Abribat et E. Vassy.

Société des verreries de Bagneaux et Appert frères à Bagneaux sur Loing (Seine-et-Marne), présentée par MM. P. Jacquinot et J. Hulot.

M. le Président annonce qu'il a reçu un exemplaire du programme du 74e Congrès des Sociétés savantes. M. Ad. Cazeaux, Secrétaire général du Congrès, espère que des Membres de la Société de Physique compteront au nombre des auteurs de communication et leur fournira très volontiers tous renseignements complémentaires dont ils auraient besoin.

Deux communications ont été présentées :

1. *Étude des couches minces et superficielles au moyen des Rayons X*, par M. Ch. Legrand.

2. *Apparition de la raie* λ 2537 Å *dans le spectre de diffusion de la vapeur de mercure*, par M. R. Lennuier.

1. La communication de M. Ch. Legrand fera l'objet d'un mémoire détaillé qui sera publié dans le *Journal de Physique*.

2. — Apparition de la raie de résonance λ 2537 Å dans le spectre de diffusion de la vapeur de mercure)

par M. Robert Lennuier.

Laboratoire des Recherches physique. Sorbonne.

L'étude du spectre de diffusion de la vapeur de mercure à très basse pression excitée par un rayonnement dont les fréquences sont proches mais *distinctes* des fréquences hyperfines de résonance de la raie λ 2537, montre la présence, à côté des raies Rayleigh et avec une intensité du même ordre, des raies hyperfines de résonance elles-mêmes. Les conditions dans lesquelles ce phénomène a été observé sont les suivantes :

La vapeur diffusante est à une pression de 2.10^{-4} mm-Hg.

Le rayonnement primaire est constitué par l'émission λ 2537 d'un arc OTENS Gallois, filtrée par une cuve de 10 cm d'épaisseur contenant de la vapeur de mercure sous pression convenable (0,05 à 0,3 mm); la traversée de cette couche de vapeur arrête toute émission de la source sur les centres hyperfins de résonnance et autour d'eux sur une largeur qui dépend de la pression et sera précisée plus loin. La raie λ 2537 émise étant très élargie, il subsiste après traversée de cette cuve, dans le rayonnement transmis, des fréquences ν_1 situées de part et d'autre des bandes absorbées; elles constituent les fréquences excitatrices. *Le faisceau diffusé* recueilli à angle droit du faisceau primaire est étudié des points de vue intensité totale et polarisation; un champ magnétique de 5 gauss appliqué à la vapeur diffusante dépolarise complètement l'émission de la raie de résonance ν_0 sans altérer l'émission Royleigh ν_1. Les mesures d'intensité et de polarisation sont effectuées après que le faisceau secondaire a traversé une cuve de 5 cm de long remplie de vapeur de mercure à une pression allant de zéro à 0,1 mm. On effectue ainsi une analyse spectrale du rayonnement diffusé en faisant balayer progres-

sivement à la courbe de transmission de la cuve un domaine de fréquences s'étendant de chaque centre hyperfin ν_0 aux raies excitatrices primaires ν_1. On s'assure par le calcul et par l'expérience que les fréquences primaires ν_1 sont à une distance spectrale suffisantes des fréquences de résonance ν_0 pour ne pas pouvoir donner lieu à une interaction de résonance à la faveur de l'élargissement spectral dû à l'effet Doppler d'agitation thermique des atomes diffusants. Cela revient à exclure la possibilité d'une compensation de l'écart d'énergie $h(\nu_0 - \nu_1)$ par variation de l'énergie cinétique de l'atome diffusant. Si $\Delta\nu_D$ désigne la largeur Doppler d'une raie d'émission de la vapeur, la condition précédente est réalisée pour $|\nu_1 - \nu_0| > 2\ \Delta\nu_D$, ce qui exige que la pression dans la cuve-filtre du faisceau primaire soit supérieure à 0,05 mm.

Une première série d'expériences a été effectuée pour $|\nu_1 - \nu_0| \geqq 2{,}5\ \Delta\nu_D$. Elle a mis en évidence l'existence dans le spectre diffusé des raies hyperfines de résonance de la vapeur avec une intensité sensiblement égale à celle de la raie Rayleigh.

Une seconde série d'expériences, au cours de laquelle l'écart $|\nu_1 - \nu_0|$ fut rendu supérieur à 6 $\Delta\nu_D$ (distance *minima* entre fréquences primaires et fréquences hyperfines de résonance), a permis l'étude séparée de l'effet des fréquences $\nu_1 > \nu_0$ de celui des fréquences $\nu_1 < \nu_0$. (La raie primaire émise par la source était séparée par effet Zeeman dans un champ de l'ordre de 10.000 gauss, longitudinal; la cuve primaire maintenue arrêtait les composantes π dues aux isotopes impairs; un analyseur circulaire ne conservait que l'un des deux groupes de composantes σ déplacées).

Ces expériences ont montré que les fréquences de résonance ν_0 apparaissent aussi bien lorsque $\nu_1 > \nu_0$ que lorsque $\nu_1 < \nu_0$. Enfin une troisième série d'expériences (où $|\nu_1 - \nu_0| \sim 4\ \Delta\nu_D$) a porté sur l'influence de la pression de la vapeur diffusante sur l'intensité de l'émission (ν_0). Elle a montré que celle-ci varie linéairement, comme l'intensité de l'émission Rayleigh ν_1, en fonction de cette pression. Ce résultat exclut l'intervention de chocs ou d'interactions entre atomes voisins dans le processus d'émission de (ν_0) et élimine par conséquent l'hypothèse d'une compensation par ce mécanisme de l'écart d'énergie $h(\nu_1 - \nu_0)$ qui semble apparaître au cours d'un processus *élémentaire* d'absorption-émission d'un photon par un atome.

Aucune explication satisfaisante n'a jusqu'ici été trouvée à ce phénomène.

3. En fin de séance, le Professeur J. Costa Ribeiro, de l'Université de Rio de Janeiro, présent à la séance est invité à dire quelques mots sur les mesures d'électricité atmosphérique qu'il a effectuées au Brésil pendant l'éclipse totale de soleil le 20 mai 1947. Il a constaté une importante variation de l'ionisation au voisinage du sol dont l'origine constitue actuellement un problème.

SÉANCE DU 19 MARS 1948.

Présidence de M. A. de Gramont.

Aucune observation n'étant présentée au sujet des communications faites à la précédente séance, le procès-verbal de la séance du 20 févreir 1948 est adoptée.

Les demandes d'admission suivantes sont présentées sur lesquelles il est statué de suite.

Sont admis comme Membres de la Société française de Physique :

M. Lemanissier (Henri), Assistant de Physique à la Faculté des Sciences, 22 place Saint-Martin à Caen (Calvados), présenté par MM. Schérer et Le Roux.

Centre de documentation et d'instruction des constructions et armes navales, 10, rue Sextius Michel Paris.

Deux communications ont été présentées :

1. *Pertes de puissance des lignes à haute tension par temps de pluie : phénomène des gouttes vibrantes et des gouttes en pointe*, par M. Pauthenier.

2. *Quelques résultats nouveaux sur les propriétés des gaz et des liquides*, par M. Jean P. E. Duclaux.

1. — Les pertes de puissance dans les lignes à haute tension continue par l'effet des gouttes d'eau pendantes;

par M. Pauthenier.
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

Le travail résumé ci-dessous a été fait en 1945 et 1946 à mon laboratoire de Bellevue, avec la collaboration de MM. Duhaut et Demon, Ingénieur-Docteurs. Il constitue à notre connaissance la première analyse d'un trouble d'exploitation pourtant anciennement connu, et important puisque les pertes mises en évidence peuvent atteindre pour une simple ligne de 100 km, une fraction notable de la puissance transportée. Pour donner aux phénomènes le maximum de simplicité, nous les avons étudiés en haute tension continue (*C. R. Acad. Sc.*, 17 juin 1946 222, p. 1431-1432).

Soit une goutte d'eau suspendue à la partie inférieure d'un conducteur de ligne à haute tension continue. Faisons croître progressivement la tension appliquée U. Les phénomènes dont la goutte est le siège sont commandés par la valeur du champ électrique au voisinage de la surface du conducteur. Pour un gros conducteur, le champ normal de disrupture de l'air serait voisin, comme on sait, de $G_0 = 31$ kV par cm.

Pour une valeur du champ très inférieure à G_0, de l'ordre d'une dizaine de kV par cm par exemple, la goutte se met brusquement en pointe; elle élimine une partie de son eau en excédent et prend un volume à peu près constant pour un conducteur donné. Puis, la tension U continuant à croître, la goutte prend *un mouvement vibratoire auto-entretenu*; elle oscille entre une forme aplatie et une forme pointue. Pendant la durée de la pointe, la goutte émet un courant d'ions, courant qui ne dure donc qu'une faible partie de la période. En outre cette émission périodiquement interrompue a une structure fine, expliquée par des expériences préliminaires. Le fait important est que ces phénomènes de perte commencent pour une valeur du champ très inférieure à G_0.

Quand on continue à faire croître la tension appliquée U, les oscillations cessent et la goutte se met *en pointe fixe* : on arrive au phénomène fondamental au point de vue technique, tant à cause de l'intensité du courant de perte qu'il occasionne qu'en raison du plus large domaine de tension qui lui correspond. A champ superficiel égal, le courant d'émission d'une pointe d'eau est plus grand pour un conducteur de gros diamètre que pour un conducteur de petit diamètre. Il débute dès 11 kV : cm pour un conducteur de 21,5 mm de diamètre. Il semble donc constituer un phénomène inévitable par temps de pluie dans les conditions normales d'exploitation des lignes à haute tension.

L'évaporation accélérée due au vent électrique et l'émission de fines gouttelettes par la pointe restent une cause de diminution progressive du volume de la goutte. Une *goutte non alimentée* peut émettre pendant un temps de l'ordre d'une dizaine de minutes par exemple. Une ligne mouillée par la pluie continuera donc à fuir un certain temps après la fin de la pluie.

L'un de nous a observé le nombre de gouttes suspendues en moyenne par mètre linéaire de conducteur. Il en a déduit la perte moyenne pour une ligne de transport à 120 km. Il a trouvé dans les conditions ordinaires une perte de 3 à 4 pour 100 par 100 km de longueur.

Malgré les apparences, cette cause de pertes n'est peut-être pas sans remèdes.

2. — Quelques résultats nouveaux sur les propriétés des gaz et des liquides ;

par Jean P. E. Duclaux.

L'étude des propriétés des fluides a mené l'auteur aux hypothèses, définitions et conclusions suivantes :

1° Dans l'étude de la compressibilité des gaz, il est nécessaire de tenir compte d'une adsorption par les parois; cette adsorption varie naturellement avec les conditions expérimentales; dans le cas du gaz carbonique (Mme Michels Leyde) elle immobilise une quantité de gaz qui atteint, à 90° C, 16/10.000 de la quantité totale.

2° Le covolume est considéré parfois, suivant Van der Waals, comme égal à quatre fois le volume des molécules assimilées à des sphères; parfois il est simplement une quantité empirique; une définition plus générale s'impose.

3° *Définition du covolume.* — A volume constant, on peut poser respectivement pour un gaz parfait et pour un gaz réel :

$$V\,dP = R\,dT, \qquad V\,dP = R\,dT + c\,dP,$$

V étant le volume du gaz, P sa pression, T sa température R la constante des gaz et c le covolume, fonction de la température et du volume; ce covolume tend, lorsque le volume tend vers l'infini, vers une valeur b, fonction de la température seule, assimilable au covolume de Van der Waals.

4° *Hypothèse.* — On fait l'hypothèse que les quantités c, b et V sont liées par la relation :

$$\frac{c}{b} = f\left(\frac{b}{V}\right),$$

f étant une fonction de la quantité $\frac{b}{V}$ seule et caractéristique du gaz.

5° L'équation d'état d'un fluide peut alors être mise sous la forme :

$$(P + \pi_r + \pi_a)(V - c) = RT,$$

π_r étant ce que nous appelerons *pression interne réelle*, fonction du volume seul, π_a étant ce que nous appellerons *pression interne* apparente, fonction du volume et de la température; la pression interne apparente est nulle si le covolume de Van der Waals est indépendant de la température; elle est la dérivée, par rapport au volume, de la variation d'énergie interne qui correspond à la variation thermique du covolume et n'a rien de commun avec une pression interne, produite par les attractions et répulsions entre molécules.

6° Un gaz à covolume de Van der Waals indépendant de la température aurait une chaleur spécifique à volume constant fonction de la température seule; un thermomètre construit avec un tel gaz, donnerait quelles que soient les conditions expérimentales, la température thermodynamique.

7° Il est impossible de représenter les valeurs expérimentales du covolume de Van der Waals par une fonction universelle de la température réduite.

8° Le covolume de Van der Waals est le produit d'une constante caractéristique et d'une fonction universelle simple de la température.

9° Pour certains gaz, à l'exclusion entre autres des gaz rares, il se produit à basse température une association de molécules par création de paires; l'entropie d'association est indépendante de la température et du gaz.

10° Si l'on pose que le premier terme de la pression interne réelle est de la forme $\frac{a}{V^2}$, il est possible de calculer avec précision a, pour tous les gaz étudiés, à partir de données expérimentales.

11° D'après London et Marguenau l'énergie d'interaction de deux molécules est le produit d'une quantité (fonction de la polarisabilité et de la longueur d'onde propre de la molécule, voisine de celle qui correspond à la tension d'ionisation) et d'une fonction universelle du rapport entre la distance des molécules et une longueur caractéristique (fonction de la longueur d'onde propre).

12° Si l'on admet que l'énergie d'interaction est donnée par cette formule depuis l'infini jusqu'à la distance qui correspond au contact, il n'est pas possible de retrouver les valeurs expérimentales de a.

13° Si l'on admet que l'énergie d'interaction est donnée par la formule de London Marguenau entre l'infini et une distance égale à la longueur caractéristique (définie au § 11) et qu'elle devient nulle pour les distances inférieures (tant que n'intervient pas le contact réel) on retrouve à quelques pour cent près les valeurs de a.

14° La longueur caractéristique est égale, à une constante multiplicative près, au produit de la longueur d'onde $\frac{h}{mc}$ de l'effet Compton et de la longueur d'onde caractéristique de la molécule.

15° Il est possible théoriquement de construire un thermomètre différentiel dans lequel l'effet d'imperfection des gaz est éliminé; un tel thermomètre donnerait par conséquent, sans corrections, la température thermodynamique.

16° On peut interpréter la diminution du covolume en fonction de la température comme la conséquence de la diminution du volume de ces molécules; ce qui suit a été calculé en l'admettant.

17° Si le covolume était indépendant de la température, la viscosité des gaz obéirait, aux hautes températures, à la formule théorique en $\sqrt{T}$.

18° Une formule de Marcel Brillouin, obtenue par voie cinétique, et contenant trois constantes, donne la variation de la viscosité des liquides; elle n'est pas vérifiée; en y introduisant la variation thermique du volume des molécules (admise au § 16) et en calculant les trois constantes à partir de trois nombres expérimentaux, on représente la viscosité du mercure, dans tout l'intervalle des mesures, soit 400°, sans que les résultats expérimentaux soient discernables des résultats des mesures; les trois constantes sont de l'ordre de grandeur voulu.

19° Pour rendre compte de la tension superficielle on est obligé d'ajouter à ce qui précède l'hypothèse que le réseau liquide est légèrement dilaté (de quelques pour cent) à la surface de contact liquide vapeur.

20° La pression interne réelle est, au voisinage du point triple, indépendante de la température; on en déduit des valeurs de la compressibilité, en excellent accord avec les valeurs expérimentales.

21° La chaleur spécifique à volume constant des liquides doit, en fonction des températures croissantes, décroître d'abord rapidement, puis plus lentement, puis de nouveau rapidement; tel est bien le fait expérimental.

22° Il est possible en conclusion de considérer la diminution du volume des molécules comme réel : il faudrait évidemment le rapporter à un équilibre entre matière et rayonnement.

SECTION D'OPTIQUE.

Le Conseil de la Société Française de Physique a décidé l'organisation immédiate (à titre d'essai) d'une *Section d'Optique* à laquelle pourront être inscrits :

a. sur leurs simple demande, ceux des membres de la Société qui le désireront;

b. Sur présentation de deux membres de la Société, les personnes qualifiées par leurs occupations ou leur formation (Ingénieurs et industriels de l'Optique, notamment) et désireuses de participer aux travaux de la Section.

Un versement de 100 francs pour l'année 1948 pour frais de convocation et de réunion, sera demandé aux participants de la Section Optique non-membres de la Société Française de Physique.

L'organisation définitive de cette Section sera soumise à l'Assemblée générale de janvier 1949.

Les réunions de la Section auront lieu six ou huit fois par an, en principe le premier vendredi du mois à 17 h, en un lieu qui sera indiqué sur les convocations.

Elles seront consacrées à des exposés suivis de discussions sur des questions d'actualité en Optique théorique ou instrumentale, des présentations d'appareils, des échanges d'informations.

La première réunion est fixée au *vendredi 12 mars à 17 h dans l'amphithéâtre de Physique de la Sorbonne* (*entrée* : 1, rue *Victor Cousin*).

SÉANCE DU 12 MARS 1848.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Quelques aspects de l'Optique appliquée aux États-Unis*, par M. A. Maréchal.
2. *Interféromètre de Twyman pour l'examen des objectifs de courte distance focale*, par M. A. Arnulf.

1. — Quelques aspects de l'optique appliquée aux États-Unis.

par M. A. Maréchal.

1. *Le calcul des instruments d'Optique*. — On sait que l'établissement du projet d'un instrument nécessite tout d'abord une détermination algébrique approximative des formes des lentilles, supposées minces. On écrit que certaines aberrations du 3e ordre sont nulles, ce que l'on exprime en annulant une ou plusieurs des cinq sommes de Seidel. Mais l'approximation du 3e ordre est insuffisante et l'on poursuit le calcul par le tracé trigonométrique de certains rayons, ce qui permet de rechercher par tâtonnements la meilleure forme à donner aux lentilles ou miroirs. Pour celà on détermine par voie trigonométrique la marche d'un certain nombre de rayons; cette partie du calcul est très longue et les chercheurs américains y ont apporté certains perfectionnements :

1° Ils utilisent des tables trigonométriques établies sur microfilm dont l'image est projetée au voisinage immédiat du registre de la machine à calculer.

2° Ils ne recherchent pas la position des focales tangentielles, dont le calcul est pénible; ils préfèrent tracer quelques rayons cheminant dans un plan méridien de symétrie et étudier leur concentration. On détermine d'autre part la position de la focale sagittale en écrivant pour chacun des dioptres que les focales dans l'espace objet et l'espace image sont alignées avec le centre et en prenant pour paramètre l'inclinaison de cette droite. On évite ainsi le calcul de la longueur oblique du rayon entre deux dioptres successifs.

3° Pour contrôler complètement la formation de l'image, il est nécessaire de chercher la marche de rayons cheminant hors du plan méridien de symétrie; ce calcul est assez facile si l'on utilise la géométrie analytique de préférence à la trigonométrie sphérique. Le franchissement d'un dioptre nécessite une trentaine d'opérations comprenant principalement des multiplications. Ce travail est actuellement effectué à l'aide de machines ordinaires ou de machines à cartes perforées, mais l'exécution complètement automatique n'a pas encore été réalisée pour ce problème d'optique et ceci nous amène à parler très rapidement des possibilités offertes par les grandes machines automatiques.

2. *Les grandes machines à calculer* [1]. — Ces machines opèrent sur des nombres (machines arithmétiques), ou encore sur des grandeurs physiques représentant les quantités à calculer (machines continues).

1. Les machines arithmétiques effectuent une suite quelconque d'opérations comprenant les quatre opérations arithmétiques et la recherche d'une fonction que l'on fournit à la machine sous forme d'un ruban perforé. L'exécution de chaque opération est déclanchée à la lecture d'une bande perforée. La machine comprend d'autre part des organes où l'on peut enregistrer un nombre en vue de l'utiliser ultérieurement. La rapidité du fonctionnement dépend de la nature des organes de calcul : dans les machines à relais électromagnétiques (Pr. Aiken à Cambridge) la durée des opérations élémentaires se chiffre en secondes, ces machines travaillent 24 h par jour et effectuent chaque jour le travail que ferait un calculateur en six mois. D'autre part des précautions convenables sont prises pour éviter les erreurs, un contrôle étant effectué à chaque étape du calcul. On a également utilisé des relais électroniques (lampes de T. S. F.) dont le fonctionnement est beaucoup plus rapide; la durée des opérations élémentaires se chiffre alors en millisecondes mais malheureusement le fonctionnement de ces machines n'est pas encore suffisamment sûr.

2. Nous avons pu voir à Cambridge l'analyseur différentiel de Busch et Caldwell destiné à résoudre, à l'aide d'un ensemble de plateaux et roulettes intégrantes de Lord Kelvin reliés par des organes de transmission convenables toutes les équations différentielles. La précision peut atteindre le 1/10.000e mais elle serait évidemment insuffisante pour les besoins de l'optique. Néanmoins une précision élevée peut être atteinte si les fonctions à élaborer sont presque linéaires (transmission rigoureusement proportionnelle d'une rotation), la correction de non linéarité étant élaborée à l'aide d'éléments intégrants. C'est ce qui a été réalisé par Harrison [2] dans une machine destinée au calcul très précis des longueurs d'onde à partir d'un spectre de réseau associé à des anneaux à l'infini d'un étalon Pérot Fabry.

3. *Questions diverses*. — Nous signalerons ci-dessous quelques réalisations optiques intéressantes :

1. La fabrication des réseaux est entreprise par de nombreuses firmes et leur emploi tend à se généraliser de plus en plus. Cependant les meilleurs résultats sont encore obtenus à l'aide des réseaux originaux fabriqués par les successeurs de Rowland à Baltimore.

2. Des surfaces asphériques de qualité moyenne sont fabriquées par le procédé d'affaissement d'une plaque de verre sur un moule chauffé.

3. des filtres interférentiels pour le spectre visible ou l'infra-rouge sont obtenus à l'aide d'une couche de fluorure de magnésium entre deux couches semi-réfléchissantes d'aluminium ou d'or.

4. Un procédé de cinéma ultra rapide (1 million d'images par seconde) a été étudié.

5. Dans le domaine de la photographie nous noterons d'une part la réalisation d'objectifs de photographie aérienne de grande distance focale (2 mètres) et d'ouverture relativement importante (*f*/8), d'autre part la mise au point de plaques sensibles à l'ultra-violet lointain (jusqu'à 400 Å).

6. Des microscopes à contraste de phase seront très prochainement fabriqués en série.

[1] Voir J. Peres, L. Brillouin, L. Couffignal *Ann. des Télécommunications* 1947 11 p. 329.
[2] Harrison *J. O. S. A.* vol. 36, n° 11 p. 644.

2. — Interféromètre de Twyman;

par A. Arnulf et E. Hergaux.

L'appareil présenté est destiné au contrôle des objectifs de microscope et des objectifs photographiques de très courte longueur focale. Le faisceau incident est parallèle. On compare la surface d'onde de l'objectif traversé deux fois par autocollimation sur un miroir convexe ou concave centré sur le foyer, à la surface d'onde plane incidente réfléchie sur un miroir plan. Lorsque le point image est à distance finie, comme c'est le cas de la plupart des objectifs de microscope, une lentille corrective sans aberrations, dite de longueur de tube, est placée devant l'objectif de manière à faire fonctionner l'objectif dans les conditions normales d'emploi. Il est possible d'interchanger le chariot portant le miroir courbe et un autre chariot muni d'un miroir plan, l'interféromètre devenant alors de type Michelson ordinaire.

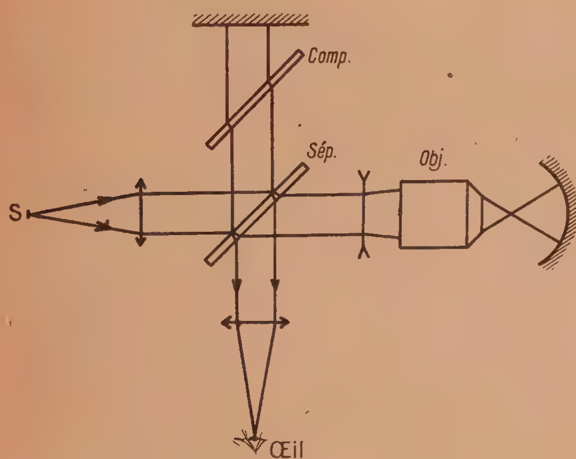


Fig. 1.

Les réglages sont munis de dispositifs à flexion, assurant la démultiplication voulue sans aucune erreur de temps perdu. Les déplacements longitudinaux du miroir plan de référence, qui n'agissent que sur la différence de marche des faisceaux, sont effectués à la main; ceux du miroir sphérique sont commandés par une vis micrométrique, pour la mesure directe des aberrations longitudinales sans faire intervenir la forme de la surface d'onde. L'appareil, utilisé sans dispositif d'amortissement des vibrations, fournit des franges bien stables.

On a précisé, au cours de cette présentation, les conditions à réaliser pour obtenir la meilleure netteté des franges. Les tolérances sur l'ouverture et la direction du faisceau incident dépendent de la position relative du miroir plan de référence et de l'image du miroir sphérique fournie par le système étudié. Dans le cas le plus fréquent ou la différence de marche est amenée au voisinage de zéro, pour permettre l'emploi de sources intenses ou à faible coefficient de finesse, l'usage de la surface convexe est le plus avantageux; son rayon ne devant pas être inférieur au cinquième de la longueur focale de l'objectif étudié. Si le miroir convexe n'est pas possible (objectifs de microscope puissants à courte distance frontale) on utilisera un miroir concave dont le rayon ne s'écartera pas de la distance focale de plus de 10 pour 100, sinon les tolérances deviennent trop sévères.

Il convient également de signaler que, par suite de la non identité des indices de réfraction sur les deux trajets de l'interféromètre, il n'est pas possible d'observer de franges en lumière blanche lorsque la différence de marche est réduite à zéro, la source devant alors posséder un coefficient de finesse d'autant plus élevé que la dissymétrie d'indices des deux trajets est plus grande.

RÉUNION DU 9 AVRIL 1948.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Les objectifs de spectrographes à très grande ouverture relative*, par M. J. Cojan.

2. *Miroirs semi-transparents à faible absorption. Applications en interférométrie*, par M. Ch. Dufour.

Les objectifs de spectrographe à très grande ouverture relative : les tendances actuelles;

par M. J. Cojan.

Par grande ouverture relative nous désignons les ouvertures supérieures à *F*/1.

L'élément optique essentiel d'un spectographe très lumineux est l'objectif de chambre. L'objectif du collimateur de conception classique (généralement achromat à 2 éléments) ne présente aucune particularité.

Les systèmes optiques correspondant aux objectifs de chambre sont de deux types; ou purement dioptriques ou mixtes c'est-à-dire catadioptriques.

Systèmes dioptriques. — On s'attachait à tort jusqu'à présent à satisfaire à la condition d'achromatisme axial; Elle ne s'impose pas et elle augmente considérablement les difficultés de la correction des aberrations, en particulier de la correction des variations chromatiques qu'il est essentiel de réduire au maximum dans ces systèmes à très grandes ouvertures relatives.

Ces difficultés tiennent à la différence d'allure de dispersion des verres qu'on est obligé d'utiliser dans le cas de l'achromatisme. En se libérant de cette condition la similitude de ces dispersions peut au contraire être très facilement obtenue et les variations chromatiques des aberrations peuvent être réduites.

Un premier objectif Huet a été ainsi exécuté avec une focale de 80 mm travaillant à F/0.7. Il dérivait de la forme générale des objectifs de microscope Un deuxième type de 160 mm de focale ouvert à F/0,65 a permis de réaliser un spectrographe équipé avec deux prismes à 50° en flint dense ($n_D = 1.620$).

Les variations chromatiques des aberrations sont insensibles et le champ obtenu est plan avec une tolérance de $\pm$ 0,1 mm; la courbe focale présente une inflexion telle qu'un plan convenablement orienté la coupe en trois points.

Systèmes catadioptriques. — L'élément principal est un miroir concave : les éléments dioptriques secondaires sont de très faibles puissances par rapport à celle du miroir principal et permettent de corriger les aberrations géométriques de ce dernier. Il s'ensuit que les variations chromatiques de ces aberrations seront très réduites mais que la courbure de l'image du miroir principal ne sera pas sensiblement modifiée : le champ sera courbe.

Nous trouvons comme realisation la chambre de Schmidt dont la symétrie permet d'éliminer jusqu'à environ 15° de demi champ les défauts de coma et d'astigmatisme. Mais la grande difficulté d'exécution de la lame de Schmidt a conduit différents auteurs à des solutions plus simples au point de vue pratique.

C'est ainsi que dans le dispositif ARNULF-LYOT c'est le collimateur dioptrique lui-même qui apporte les éléments de compensation des aberrations du miroir principal permettant d'obtenir au total des images correctes.

Dans la réalisation de A. BOUWERS le système dioptrique est directement conbiné avec le miroir principal et c'est leur ensemble qui constitue l'objectif.

Le système dioptrique compensateur est excessivement simple : c'est une lentille divergente dont la puissance peut varier entre le vingtième ou le cinquantième de celle du miroir principal. La lentille fortement ménisque est en matière peu dispersive comme le borosilicate Crown.

Dans une disposition particulière des éléments « *système concentrique* » toutes les surfaces agissantes (lentille-miroirs) ont un centre commun qui est celui du miroir principal. Si la pupille y est placée au centre, la symétrie du système élimine systématiquement les défauts de coma et d'astigmatisme : Il reste seulement la courbure de champ sur laquelle on ne peut pratiquement avoir aucune action.

Il subsiste dans ce dispositif des aberrations d'ordre supérieur (aberration sphérique) telles qu'à F/1 en tolérant une diffusion de 0,03 mm la distance focale ne peut dépasser 150 mm

A. BOUWERS recommande dans ce cas la combinaison de la chambre de SCHMIDT et du système concentrique à miroir. Ce dernier n'est pas parfaitement corrigé, les défauts résiduels sont compensés par la lame de Schmidt.

Celle-ci présente dans ces conditions des dénivellations beaucoup plus petites que si elle devait corriger le miroir sans système dioptrique ; son exécution en est grandement facilitée.

D'autre part les aberrations résiduelles d'ordre supérieur sont considérablement atténuées et l'ensemble à ouverture relative égale à celle du système concentrique simple peut avoir une distance focale bien plus grande.

Miroirs semi-transparents à faible absorption, applications en interférométrie ;

par M. CH DUFOUR.
attaché de Recherches.
Laboratoire de l'Électro-Aimant BELLEVUE.

L'expression de la transparence d'un interféromètre Fabry-Perot pour le sommet d'un anneau :

$$\mathfrak{T} = \left(\frac{T}{1-R}\right)^2 = \left(\frac{1}{1+\frac{A}{T}}\right)^2$$

montre bien l'intérêt des couches semi-transparentes à très faible absorption A surtout aux facteurs de réflexion R élevés, c'est-à-dire aux faibles valeurs de la transmission T.

Couches sandwichs Sulfure de zinc-Cryolithe. — L'absorption A a été mesurée expérimentalement pour des miroirs à cinq couches (3 SZn et 2 Cryolithe) et à sept couches (4 SZn et 3 cryolithe). Chaque couche élémentaire avait une épaisseur de $\frac{\lambda}{4}$ pour λ 4500 Å. L'absorption croit régulièrement du vert au bleu. Inférieure à 1 pour 100 pour λ 5500 Å, elle atteint 4,5 pour 100 pour cinq couches et 6,5 pour 100 pour sept couches à λ 4400 Å. (R max. 81 pour 100 et 90 pour 100).

De telles couches sont chromatiques, mais il est possible d'aplatir le maximum de la courbe $R = f(\lambda)$ en utilisant des couches élémentaires de cryolithe et de sulfure d'épaisseur convenablement choisies. On peut ainsi obtenir un facteur de réflexion sensiblement constant dans un intervalle spectral de 1500 Å. Pour les étalons interférentiels ces couches sont particulièrement intéressantes au-delà de 5000 λ où $\left(\frac{T}{1-R}\right)^2$ dépasse 0,8. Le gain de temps de pose par rapport aux couches d'Ag et surtout d'Al est notable (Application à l'étude interférométrique de raies faibles. Ciel nocturne).

Il devient possible d'utiliser plusieurs étalons en série sans perte gênante de lumière.

Couches Argent. Cryolithe. Sulfure de zinc. — On peut démontrer que le dépôt de couches quelconques non absorbantes sur une couche semi transparente absorbante laisse inchangé le rapport $\frac{A}{T}$ relatif aux rayons incidents provenant du côté des couches non absorbantes. Comme la courbe $\left(\frac{T}{1-R}\right)^2 = f(R)$ présente un maximum dans le cas particulier de l'Argent, on a intérêt à préparer la couche d'Ag donnant le maximum de luminosité (vers $R = 85$ pour 100 pour 5800 Å) et à augmenter ensuite R par évaporation de couches cryolithe-sulfure de zinc calculées de façon à obtenir le max de réflexion (vers λ/7 cryolithe et λ/4 SZn).

Des exemples de vérification expérimentales sont donnés : (Ag nu $R = 86$ pour 100, $T = 8,8$ pour 100, $A = 5,2$ pour 100. Ag amélioré $R = 93,9$ pour 100, $T = 4,1$ pour 100, $A = 2$ pour 100). De telles couches peuvent être utilisées pour l'étude des surfaces des lames d'interféromètres au moyen de franges localisées (Fizeau-Telansky). On voit que les franges de finesse 1/50 correspondant à $R = 94$ pour 100 sont obtenues avec 16 fois plus de luminosité qu'avec des miroirs Ag nu, $R = 94$ pour 100. $T = 1$ pour 100 (Projection de photos de franges localisées).

Des applications aux étalons ont également été expérimentées.

Présentation de l'appareil. — premettant la réalisation de couches multiples par évaporation dans le vide avec contrôle de l'épaisseur de chaque couche au cours même de l'évaporation.

SECTION DE STRASBOURG.

RÉUNION DU 5 FÉVRIER 1948.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — Sur la détermination des caractéristiques moléculaires des chaînes de hauts polymères en solution étendue ;

Par CH. SADRON.
Centre d'Études de Physique Macromoléculaire.

Exposé d'ensemble sur les méthodes permettant la détermination des masses des molécules en chaîne, ainsi que sur l'étude de leur dynamique interne.

Les méthodes examinées sont les suivantes :

a. Méthode où seule la détermination de la masse est en jeu.

Pression osmotique. Équilibre de sédimentation dans le champ de centrifugation. Diffusion de la lumière (Debye).

b. Méthodes où interviennent aussi les propriétés statistiques de la chaîne.

Viscosité intrinsèque. Diffusion libre. Vitesse de sédimentation. Biréfringence d'écoulement.

On examine rapidement les avantages et inconvénients de ces diverses techniques et l'on dégage les problèmes théoriques fondamentaux que pose leur emploi.

Cette revue générale est destinée à préparer une série de communications portant, de manière approfondie, sur chacun des points particuliers énoncés.

2. — Sur l'effet des discontinuités de conductibilité électrique dans l'atmosphère;

Par R. Lecolazet et P. Pluvinage.

Tout changement de composition de l'aérosol atmosphérique (formé par la suspension dans l'air des particules de toute nature) entraîne un enrichissement ou un appauvrissement en petits ions, donc une augmentation ou une diminution de la conductibilité électrique. Or on peut souvent distinguer dans l'atmosphère, des régions aux contours assez bien définis, à l'intérieur desquelles l'aérosol garde une composition approximativement constante, cette composition étant d'ailleurs très variable d'une région à l'autre. C'est le cas, par exemple, s'il y a des nuages ou s'il existe une couche de brume à surface supérieure nette. L'atmosphère apparaît alors, au point de vue électrique, comme un ensemble de conducteurs gazeux de conductibilités différentes. On peut se proposer d'étudier dans l'état de régime permanent les surfaces équipotentielles et le champ statique, les conditions aux limites étant les conditions habituelles en électricité atmosphérique : champ uniforme d'environ 100 V par m à la surface du sol. Les calculs ne sont praticables que si les propriétés des conducteurs gazeux sont assimilées à celles des conducteurs métalliques. On peut montrer que la différence de comportement de ces deux types de conducteurs est négligeable à l'échelle de l'atmosphère. On sait que des charges spatiales peuvent apparaître et se maintenir dans les premiers mais non dans les seconds où les charges restent purement superficielles. Or les charges spatiales n'existent dans les conducteurs gazeux atmosphériques qu'au voisinage des frontières, sur une épaisseur de quelques mètres; c'est parfaitement négligeable devant les dimensions d'un nuage par exemple. Plus difficile est la question du temps que met l'état de régime permanent à s'établir et nous la réservons. Mais si nous supposons cet état réalisé nous pouvons chercher à rendre compte par le calcul des résultats des mesures effectuées en planeur par R. Lecolazet au voisinage et à l'intérieur des Cumulus. Il est évidemment nécessaire de schématiser ces nuages et l'on ne peut espérer qu'un accord en ordre de grandeur. Mais celui-ci est effectivement réalisé et tous les aspects qualitatifs du phénomène sont bien rendus jusque dans le détail. Il semble que l'explication invoquée ait ainsi reçu une base sérieuse.

RÉUNION DU 15 MARS 1948.

La séance est présidée par M. Foëx.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — Sur le champ démagnétisant structural dans quelques combinaisons ferromagnétiques;

par M. R. Forrer.

Cette communication a fait l'objet d'un mémoire qui a paru au *J. de Physique*, 1945, t. 6, p. 71.

2. — Sur un récepteur infrarouge à très petite inertie;

par E. Heintz.
Centre d'Études de Physique Macromoléculaire.

L'auteur a constaté qu'en envoyant un faisceau de rayons infrarouges interrompu périodiquement avec des fréquences comprises entre 200 et 5200 sur une membrane tendue, en fer doux et noircie sur une de ses faces, la membrane vibre au rythme d'interruption du faisceau.

Les vibrations de la membrane ont été mises en évidence en plaçant derrière la membrane une bobine à noyau aimanté. Le courant alternatif ainsi produit fut mesuré après amplification et redressement avec un galvanomètre. La courbe de réponse du galvanomètre, en fonction des fréquences d'interruption passe par un maximum très prononcé pour la résonance propre de la membrane. Pour la membrane employée de 0,14 mm d'épaisseur, cette fréquence est de 1033.

L'auteur a pu augmenter la sensibilité du système en plaçant sur la membrane un boîtier rempli d'air avec une fenêtre transparente aux rayons infrarouges de manière à ce que la membrane forme le fond du boîtier. La profondeur du boîtier est réglable. On peut ainsi ajuster le volume d'air pour que le boîtier fasse caisse de résonance acoustique pour la fréquence de 1033. L'amplification se trouve augmentée ainsi de 4 à 5 fois.

L'amplification du courant alternatif est assurée par un amplificateur à lampes à résonance, accordé sur la fréquence de 1033. L'amplification à résonance est nécessaire parce que le récepteur constitue un microphone qui détecte également, quoique moins fort, puisqu'on travaille sur la résonance propre de la membrane, tous les sons acoustiques qui peuvent se produire dans la pièce où se font les expériences. Avec un amplificateur à deux transformateurs à résonance accordés, et en enfermant le récepteur dans une caisse métallique à parois doubles avec des fenêtres en sel gemme, on supprime complètement l'influence des bruits extérieurs.

La sensibilité du récepteur avec l'amplificateur a été mesurée elle est environ 2.10^{-7} W par cm^2. Cette sensibilité est du même ordre de grandeur que celle d'une très bonne pile thermoélectrique avec un galvanomètre très sensible. Remarquons que la bobine employée derrière la membrane n'a que 54 Ω, En la remplaçant par une bobine de 2000 Ω un gain appréciable est encore possible.

Le récepteur ainsi réalisé doit servir pour des mesures spectroscopiques infrarouges. C'est à notre connaissance l'instrument le plus rapide et en même temps sensible qui existe à l'heure actuelle. Il permettra l'enregistrement rapide de spectres. L'auteur a vérifié que la courbe de réponse est linéaire en fonction du flux infrarouge employé.

3. — Antiferromagnétisme et distance des atomes dans certains composés du manganèse;

par G. Foëx,
Professeur à la Faculté des Sciences.

Les travaux de R. Forrer [1] et de L. Néel [2] ont montré que dans les métaux et alliages des familles du fer, du ruthénium et de l'osmium, les interactions positives et négatives du type champ moléculaire de Weiss sont une fonction bien définie de la distance entre atomes voisins porteurs de moments

Une courbe unique représente pour l'ensemble de ces métaux et alliages l'énergie d'interaction entre deux voisins en fonction de l'écartement de leurs couches électroniques externes responsables du magnétisme.

Le ferromagnétisme, qui est dû à des interactions positives. correspond à des distances comprises entre 1 et 1,6 Å environ,

Lorsque les distances sont inférieures à 1 Å les interactions sont négatives et conduisent à l'antiferromagnétisme. C'est le cas pour le titane, le vanadium, le chrome et le manganèse.

Ce dernier élément se comporte donc de façon normale lorqu'il se trouve à l'état pur.

Il n'en est plus de même dans ses alliages ou dans ses combinaisons avec les métalloïdes.

Il avait déjà été signalé au cours des réunions du magnétisme à Strasbourg en 1939 [3] que dans les alliages ferromagnétiques de Heusler la plus petite distance entre deux couches magnétiques est de 2,7 Å c'est-à-dire très supérieure à celles qui correspondent habituellement au ferromagnétisme.

D'autre part les composés MnO, MnS, MnSe, MnTe étudiés entre autres par Squire [4], par Bizette et Tsaï [5], par Mlle Serres [6] et au point de vue chaleurs spécifiques, par Millar [7], par Anderson [8], par Kelley [9] sont indiscutablement antiferromagnétiques. Ils présentent le maximum caractéristique du coefficient d'aimantation au point λ de disparition du couplage antiparallèle et l'anomalie tout aussi caractéristique de la chaleur spécifique se manifestant par une baisse discontinue au même point λ.

Dans ces composés le manganèse possède le moment habituel de l'ion manganeux. Le rayon r de cet ion est 0,8 Å d'après Pauling; 0,9 d'après Goldschmidt. La distance d entre atomes de manganèse voisins est connue d'après l'étude aux rayons X. La distance entre couches magnétiques d-$2r$ est donc facile à calculer. On trouve les résultats suivants :

Composé.	Type du réseau.	$d-2r$ (en Å).	Point λ (°K).	Moment atomique.	θ (°).
MnO....	NaCl	1,42	116	29,3	−600
MnS....	»	1,98	140	26,2	−454
MnSe...	»	2,15	247	28,1	−361
MnTe...	NiAs	1,65	305	30,1	−690

Pour tous ces composés d-$2r$ est très supérieur à la distance habituelle d'antiferromagnétisme (au plus 1 Å) et pour la plupart à la distance caractéristique du ferromagnétisme. De plus sur les trois premiers, qui cristallisent dans le même système, la température λ croît avec l'écartement d-$2r$ des couches magnétiques.

Une autre anomalie mérite d'être signalée : le composé MnSb étudié par Guillaud [10] possède la même structure que MnTe (réseau NiAs); la plus courte distance de deux voisins y est plus petite que dans MnTe (2,89 Å au lieu de 3,55) et cependant MnSb est ferromagnétique avec un point de Curie à 608° K. Dans ces deux composés les domaines habituels du ferromagnétisme et de l'antiferromagnétisme se trouvent inversés. Cette inversion se rattache peut-être au fait que dans MnSb le manganèse n'est pas ionisé (moment de 20 magnétons) tandis qu'il est à l'état d'ion bivalent dans MnTe (moment de 30 magnétons).

Pour expliquer les anomalies qui viennent d'être signalées on peut de demander si la courbe de Néel ne présenterait pas une 2e branche négative, au delà de 1,6 Å, sur laquelle viendraient se placer les composés antiferromagnétiques, suivie d'une autre boucle positive permettant de représenter le ferromagnétisme des alliages de Heusler (d-$2r$ = 2,7 Å). Mais il faudrait alors renoncer à la courbe unique puisque la distance d-$2r$ est légèrement inférieure dans MnO à ce qu'elle est dans le fer.

Une autre hypothèse déjà émise à propos des alliages de Heusler c'est que l'élément ajouté au manganèse, ici le cuivre, jouerait un rôle dans le mécanisme des interactions. Ce rôle est difficile à imaginer quand il s'agit de métalloïdes comme Se ou Te.

D'autres expériences sont nécessaires pour résoudre la question.

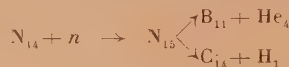
[1] *J. de Physique et Radium*, 1933, 4, p. 109.
[2] *Ann. de Physique*, 1936, 5, p. 232.
[3] *Le Magnétisme* (Réunions de Strasbourg), 1940, t. II, p. 153.
[4] *Phys. Rev.*, 1939, 56, p. 922 et 960.
[5] *C. R. Acad. Sc.*, 207, 1938, p. 449, et 212, 1941, p. 75.
[6] *J. de Physique et Radium*, 1947, 8e s. t. 8, p. 146.
[7] *J. Am. Chem. Soc.*, 1928, 50, p. 1875.
[8] *Ibid.*, 1931, 53, p. 476.
[9] *Ibid.*, 1939, 61, p. 203.
[10] *Thèse Strasbourg*, 1943, Gauthier-Villars, éditeurs.

SÉANCE DU 13 AVRIL 1948.

Processus de résonance de l'azote pour des neutrons rapides;

par P. Huber, Professeur à l'Université de Bâle.

Lorsqu'on irradie l'azote N_{14} avec des neutrons rapides (énergie environ 3 MeV) on obtient les réactions suivantes :


$$N_{14} + n \rightarrow N_{15} \begin{cases} \nearrow B_{11} + He_4 \\ \searrow C_{14} + H_1 \end{cases}$$

Avec un spectre continu de neutrons (limite supérieure de l'énergie environ 3 MeV) on obtient des résonances pour les énergies des neutrons suivantes :

0,48 0,64 1,41 1,77 et 2,20 MeV.

Les niveaux ainsi réalisés du noyau intermédiaire N_{15} conduisent par émissions α ou p aux états fondamentaux respectivement B_{11} et C_{14}. Au moyen d'une chambre d'ionisation dans laquelle ces réactions se produisent il est possible d'identifier séparément les transitions α et p. On constate alors que, autant qu'on peut encore mettre en évidence les particules α, à chaque transition p vers C_{14} correspond une transition α vers B_{11} [1].

[1] A. Stebler et P. Huber, *Helv. Physica Acta*, 1948, 59 p. 59.

SÉANCE DU 14 AVRIL 1948.

Propriétés des compteurs Geiger-Muller à auto-coupure;

par E. Baldinger, Professeur à l'Université de Bâle.

On explique tout d'abord le mécanisme de décharge des compteurs Geiger-Muller à auto-coupure et l'on expose la méthode expérimentale ainsi que les résultats de recherches suivants :

a. Absorption par la vapeur d'alcool des quanta ultraviolets apparaissant au moment de la décharge dans le compteurs [1].

b. Vitesse de propagation de la gaine d'ions [1].

c. Allure du courant en fonction du temps pendant la décharge du compteur [1].

d. Pouvoir de résolution des compteurs à auto-coupure pour des nombres d'impulsions élevés [2].

e. Nouvelle forme de décharge des compteurs pour des rayons fortement ionisants [3].

[1] F. Alder, Baldinger E., Huber P. et Metzger F., *Helv. Phys., Acta*, 1947, t. 20, p. 73.
[2] Baldinger E. et Huber P., *Helv. Phys. Acta*, 1947. t. 20, p. 470.
[3] Huber P., Hunzinger W. et Baldinger E., *Helv. Phys. Acta*, 1947 t. 20 p. 525.

Le Gérant : Maurice Blondin. 129493 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1948.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 16 AVRIL 1948.

Présidence de M. de GRAMONT.

Aucune observation n'étant faite au sujet des communications présentées à la séance du 19 mars, le procès-verbal de cette séance est adopté.

Les demandes d'admission suivantes ont été présentées, sur lesquelles il est statué de suite.

Sont admis comme Membres de la Société Française de Physique :

MM. BRIAND (Marcel-André), Ingénieur à la Société Physique et Industrie, 12, avenue de Choisy à Villeneuve-Triage (Seine-et-Oise), présenté par MM. F. Raymond et Parodi.

DUPONT (Paul), Ingénieur général de l'air, 19, rue Maréchal-Foch à Parmain (Seine-et-Oise), présenté par MM. P. Vernotte et P. Jacquinot.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Les progrès de la Physique dans l'Inde depuis* 1940, par Sir C. V. RAMAN.

2. *Réflexion sélective sur un dioptre silice-vapeur de mercure de la raie de résonance* 2537 Å, par M. J. L. COJAN.

1. — Réflexion sélective de la radiation de résonance par la vapeur de mercure.

Par M. J. L. COJAN.

L'exhaltation du pouvoir réflecteur de la vapeur de mercure, prise sous une pression supérieure à 2 cm a été signalée par Wood. Nous avons étudié ce phénomène en mesurant la valeur du pouvoir réflecteur en fonction de l'écart $\nu - \nu_0$ de la radiation considérée avec chaque centre hyperfin de la raie 2537.

Précisons que, au moins aux pressions inférieures à trois atmosphères, auxquelles nous nous sommes borné, le phénomène relatif à la fréquence ν ne fait intervenir que la fréquence ν_0 du centre le plus proche et n'intéresse aucunement les quatre autres.

I. *Etude globale du phénomène.* — La lumière excitatrice tombe sur un dioptre vapeur de mercure, silice, dont on mesure le pouvoir réflecteur pour diverses valeurs de la pression de réflexion. Cette pression est déterminée par la température du mercure liquide contenu dans le réflecteur, une fois les précautions nécessaires prises. On trouve les résultats suivants. Le pouvoir réflecteur commence à croître pour $t = 80°$ et jusqu'à $t = 180°$, il passe de $\tau = 0{,}10$ à $\tau = 0{,}25$. Puis, il reste constant jusqu'à $t = 300°$, et marque au dela une nouvelle croissance.

II. *Pouvoir réflecteur spécifique sur chaque longueur d'onde.* — On le détermine en filtrant le rayonnement au moyen d'une cuve absorbante, renfermant de la vapeur de mercure sous une pression donnée.

Soit $I(\nu)$ l'intensité entrant dans la cuve, celle qui en sort est :

$$\int I(\nu)\, \varphi(\nu, p)\, d\nu,$$

$\varphi(\nu, p)$ étant le facteur d'absorption sur la fréquence ν de la cuve à la pression p.

En faisant varier p, on réalise une exploration spectrographique entièrement précise de la répartition $I(\nu)$.

Trois séries de mesures ont été faites :

a. En plaçant la cuve entre la source et le réflecteur;

b. En plaçant la cuve entre le réflecteur et le récepteur;

c. En plaçant la cuve comme en *b*, mais en la soumettant à un champ magnétique, qui déplace sa bande d'absorption, et bien entendu en polarisant circulairement le rayonnement utilisé.

Il ressort de cette étude que :

1. Le maximum du facteur de réflexion ne se produit pas sur le centre $\nu = \nu_0$.

2. Le maximum, assez aigu, se situe du côté des grandes fréquences par rapport à ν_0, à une distance de ν_0 de l'ordre de 2.10^8 sec^{-1} pour la réflexion à 200°.

3. Il y a au total plus d'énergie réfléchie du côté des grandes fréquences que de celui des courtes fréquences.

4. Il n'y a pas de changement de fréquence par réflexion. Une étude théorique a été faite qui montre que ce pouvoir réflecteur doit se calculer sans faire intervenir d'effet Doppler des atomes réfléchissants, et qui relie le phénomène à la résonance des atomes réfléchissants.

Le point fondamental de ces résultats est que la réflexion ne fait intervenir dans la vapeur de mercure qu'une épaisseur au plus de l'ordre du 1/10e de la longueur d'onde.

Le phénomène est sensible à l'action des champs magnétiques, dont l'effet se calcule à partir de la théorie de l'effet Zeemann.

SÉANCE DU 21 MAI 1948.

Présidence de M. de GRAMONT.

Aucune observation n'étant faite au sujet des communications présentées à la précédente séance, le procès-verbal de la séance du 16 avril est adopté .

M. le PRÉSIDENT, prononce l'allocution suivante au sujet de la remise du *Prix Holweck* au Professeur Yves ROCARD, à Londres, le 5 mai 1948 :

Le prix Holweck a été attribué cette année à M. Yves

Rocard. Vous savez que ce prix, fondé par la *Physical Society*, de Londres, sur l'initiative de M. E. N. da C Andrade, est attribué alternativement à un physicien anglais et à un physicien français, choisis par le Conseil de la *Physical Society* ou de la Société Française de Physique, sur une liste de trois noms proposée par le pays d'origine du savant.

La *Physical Society* avait invité à Londres une délégation de cinq personnes, qui comprenait M. et Mme Rocard, M. Fleury, Secrétaire général de l'Union internationale de Physique, M. Jacquinot Secrétaire général de notre Société, et moi-même.

Nous avons reçu à Londres le plus chaleureux accueil : cérémonies officielles, visites de laboratoires, d'établissements divers tels que la B. B. C. de musées, excursions, se sont succédées pendant les cinq jours que nous avons passés en Angleterre. M. Rocard a fait dans le bel amphithéâtre de la *Royal Institution*, une conférence très appréciée, dont on trouvera ci-après un bref résumé, et à la suite de laquelle lui a été décerné le diplôme du Prix Holweck.

L'an prochain une délégation anglaise viendra à Paris. Nous ferons de notre mieux pour rendre son séjour aussi agréable.

Résumé de la Conférence faite le 5 mai 1948 à la Royal Institution.

par Yves Rocard.

Les travaux scientifiques en France sous l'occupation ont quelque peu changé de caractère par suite des circonstances. On était très privé de bibliographie anglaise. Par contre on avait du temps pour réfléchir. L'auteur prend comme exemple une sorte de synthèse qu'il a été possible de faire, en partie pour cette raison, de toutes sortes de résultats concernant les systèmes auto-oscillants, qui, jusque-là, se présentaient sous des formes plutôt compliquées et non classées.

Le résultat essentiel est le suivant : alors qu'un système à un seul degré de liberté se met en auto-oscillation par l'apparition d'une résistance négative, ce mécanisme n'est pas nécessaire dans le cas des systèmes à plusieurs degrés de liberté : il suffit que deux fréquences propres viennent se confondre pour produire l'auto-oscillation, sans qu'il soit besoin d'aucune force ayant le caractère d'une résistance positive ou négative.

On trouve de très beaux exemples, très purs, dans des systèmes mécaniques : les vibrations auto-excitées d'une aile d'avion à partir d'une certaine vitesse, le shimmy auto-excité de l'essieu avant d'une automobile, en sont des exemples. Mais on construit aussi très facilement des systèmes électriques qui possèdent les mêmes propriétés.

Un théorème important, et inattendu, est que si dans un tel système on introduit des résistances passives, à fréquences propres égales, elles ne font que faciliter l'auto-oscillation. Il y a de nombreuses applications pratiques.

M. le Président annonce qu'une plaque a été inaugurée le 8 mai au Lycée Louis-le-Grand à la mémoire de Louis Zivy, ancien professeur de Physique au Lycée Louis-le-Grand, ancien Membre du Conseil d'Administration de notre Société, mort en déportation le 10 octobre 1943. M. Guyot, ancien professeur à Louis-Le-Grand, a présenté aux fils de Louis Zivy les sentiments de profonde sympathie et les condoléances émues de la Société.

Les demandes suivantes d'admission sont présentées sur lesquelles il est immédiatement statué.

Sont admis comme Membres de la Société française de Physique :

MM. Coursaget (Jean), Chargé de recherches à l'Institut national d'hygiène, 6, rue des Pyrénées à Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. C. Dupouy et M. Pichot.

Dargent (Roger-Denis), Assistant de Physique à la Faculté des sciences de Toulouse, 8, place de Layrisson à Muret (Haute-Garonne), présenté par MM. G. Dupouy et M. Pichot.

Lafourcade (Lucien), Professeur agrégé de Physique détaché au C. N. R. S., 36 *bis*, avenue Saint-Michel à Montauban (Tarn-et-Garonne), présenté par MM. G. Dupouy et Ch. Fert.

Pilod (Pierre Louis), Assistant de Physique à la Faculté des sciences, 54, boulevard d'Arcole, Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. R. Mérigoux et Ch. Fert.

Saporte (Robert), Attaché de recherches au C. N. R. S., 23, rue de la République à Villefranche-de-Lauragais (Haute-Garonne), présenté par MM. G. Dupouy et L. Capdecomme.

Joyal (Maxime), Professeur agrégé de Physique au Lycée Janson de Sailly, 1, square de la Dordogne, Paris (17e), présenté par MM. G. et A. Guinier.

Chastel (Raymond), au Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France, place Marcellin-Berthelot, Paris (5e), présenté par MM. P. Savel et H. Berthelot.

Perrot (Marcel), chef de travaux à la Faculté des sciences de Marseille, présenté par MM. P. Rouard et P. Jacquinot.

Mlle Mathieu-Sicaud, Agnès. Attachée de recherches au Laboratoire central des poudres, 7, villa Saïd, Paris (16e), présentée par MM. P. Jacquinot et Ch. Dufour.

Deux communications ont été présentées :

1. par Mlle Yvette Cauchois;
2. par M. Ch. Legrand.

1. — Quelques applications des méthodes de la spectroscopie X à la physique atomique et à d'autres chapitres de la physique moderne.

par Mlle Yvette Cauchois.
Laboratoire de chimie physique de la Faculté des Sciences de Paris.

Les méthodes actuelles de la spectroscopie X sont applicables à l'étude des problèmes les plus vivants de la physique moderne.

En voici quelques exemples :

Il reste encore beaucoup à élucider sur les mécanismes et les bilans d'énergie dans les couches les plus profondes du cortège électronique des atomes, comme le montrent les recherches sur les raies X faibles. Ainsi, H. Hulubei et l'auteur ont mis en évidence des émissions satellites K et L d'un genre nouveau, correspondant à des transitions « diminuées » par rapport aux niveaux de l'atome une fois ionisé [1], [2]. D'autres satellites L, dus à des transitions dans des atomes ionisés deux fois à la suite de transitions primaires non rayonnantes, permettent de calculer la perturbation des niveaux profonds par l'ionisation supplémentaire [1] Il y en a d'autres encore [3].

L'examen des spectres de rayons X peut conduire à des conclusions intéressantes sur les modes de couplage et sur les configurations électroniques. Des études sont en cours sur les configurations des derniers éléments du tableau périodique.

Les spectres d'absorption du domaine X moyen, certaines émissions correspondantes, et surtout les spectres d'émission et d'absorption du domaine des rayons mous (susceptibles d'étude par cristaux courbés jusqu'à environ 20 Å) fournissent les informations les plus directes sur les états extérieurs, occupés ou virtuels, des atomes et des ions libres ou liés. La spectroscopie X trouve donc un vaste champ d'application à l'étude de l'électronique des solides [4], en particulier des métaux. Des résultats nouveaux ont été obtenus sur les liquides et les corps dissous. On trouve que les fluctuations du coefficient d'absorption au voisinage des discontinuités,

bien connues dans le cas des solides, s'observent également avec des solutions (concentrées) et des liquides. On peut penser à une propriété spécifique des ions ou atomes présents dans la solution. Mais il semble plus probable que ce phénomène tient à la persistance d'un arrangement ordonné dans la solution et dans le liquide.

La présence de bandes de fréquences supérieures à celles de la discontinuité d'absorption, dans le spectre d'émission, n'est peut-être pas due seulement à des effets de réabsorption dans l'anticathode; si un nombre suffisant de niveaux normalement inoccupés dans le solide se trouvent excités par le bombardement cathodique, des transitions sont à attendre entre de tels niveaux et le niveau profond qui caractérise la série étudiée.

Pour toutes ces études et d'autres dont il n'est pas possible de parler ici, le Laboratoire de Chimie Physique de Paris a complété et amélioré son équipement, grâce aux crédits du C. N. R. S. La technique des compteurs est appliquée à la spectrochimie et à l'analyse des spectres d'absorption.

Les méthodes désormais classiques développées dans notre Laboratoire trouvent application en chimie et en physique nucléaire. L'étude des radioéléments peut être faite, soit par excitation cathodique, soit par observation des spectres X et gamma d'émission spontanée **[6]**. Dans ce dernier cas, où la puissance de détection est bien meilleure, on sait que le spectre caractérise l'élément transformé. Si un élément actif de numéro atomique Z montre le spectre de l'atome $Z + 1$, on conclut à radioactivité béta; de $Z - 1$, on conclut à émission de positons ou à capture; de Z, à isomérie nucléaire avec conversion interne; il faut d'ailleurs tenir compte de tous les corps en présence de leur proportion, des rayonnements excitateurs divers etc. On est aidé par des considérations sur les périodes avec examens spectroscopiques échelonnés dans le temps.

Ces méthodes sont employées couramment aux U. S. A. **[7]**

On y fait également usage du spectromètre à cristal courbé utilisé par transmission pour une spectroscopie cristalline des ondes associées aux neutrons lents dont les longueurs d'onde sont comparables à celles des rayons X moyens. On a ainsi déterminé à l'aide des bandes d'absorption de certains atomes sur le fond continu émis par une pile, la position de niveaux d'absorption de résonance, leur largeur et les sections efficaces, avec une bonne précision **[8]**.

Bibliographie : Cette bibliographie très sommaire est donnée à titre d'indication.

[1] Y. Cauchois, *J. de Physique*, 8e série, 1944 t. V, p. 1.
[2] H. Hulubei, *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, p. 770; H. Hulubei, Y. Cauchois, I. Manescu, *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, p. 764; L. Groven, *Thèse*, Bruxelles, 1948.
[3] Y. Cauchois, *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **218**, p. 349; 1946, **222**, p. 1484.
[4] Y. Cauchois, *C. R. Acad. Sc.*, 1942, **214**, p. 68; 1943, **216**, 762; I. Manescu, *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, p. 1010.
[5] Y. Cauchois, *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, p. 1556.
[6] Voir H. Hulubei, *J. de Chim. phys.*, 1947, **44**, p. 225.
[7] M. L. Pool et collaborateurs. *Phys. Rev.*, 1946, **67**, p. 150; 1946, **69**, p. 140 et 549; 1947, **72**, p. 384 et 1070.
[8] R. B. Sawyer, E. O. Wollan, S. Bernstein, K. C. Petersen, *Phys. Rev.*, 1947, **72**, p. 109.

2. — Mesure précise des paramètres cristallins de la cellulose. Application à l'étude de son hydratation.

par Ch. Legrand.

Un rayonnement X strictement monochromatique obtenu par réflexion du faisceau primaire sur une lame de quartz courbée ajoute à l'avantage d'une radiation K_α très pure celui de la focalisation dans le plan équatorial. Dans le cas de la cellulose, la structure des taches observées rend compte des divers facteurs propres à la substance et est indépendante des conditions d'enregistrement du cliché. Les angles de diffraction ont pu être évalués avec une précision de 2 à 4′ grâce à cette technique et aux enregistrements obtenus avec le microphotomètre de Vassy.

Le réseau de la cellulose native hydratée ne subit aucune modification géométrique appréciable. Par contre l'étude des intensités montre une nette augmentation relative de l'intensité des taches 002, preuve de la fixation d'eau dans les plans (002) qui contiennent les chaînes. Ce résultat est en bon accord avec les conclusions obtenues par voie chimique par M. G. Champetier.

La cellulose mercerisée manifeste une légère extension de son réseau. Il importe de vérifier si cette modification varie suivant les conditions de mercerisation.

SÉANCE DU 18 JUIN 1948.

Présidence de M. de Gramont.

Aucune observation n'étant présentée au sujet des communications faites à la séance du 21 mai 1948, le procès-verbal de cette séance est adoptée.

M. le Président, rend compte des Séances annuelles de la Société de Physique qui ont eu le même succès que les années précédentes.

Deux conférences ont été données les 15 et 17 mai dans l'amphithéâtre de Physique de la Faculté des Sciences :

1. *Le passage continu de la diffusion Rayleigh à la résonance optique* par M. R. Lennuier;
2. *Quelques expériences sur les propriétés des mésons*, par M. C. F. Powell, Professeur à l'Université de Bristol.

L'Exposition d'appareils et d'instruments de Physique, a eu lieu les 15, 17, 18, 19 et 20 mai dans les salons de l'Université de Paris, que M. le Recteur de l'Académie de Paris avait bien voulu mettre à la disposition de la Société. M. le Ministre de l'Education Nationale l'a honorée de sa visite. Comme toujours elle a été très réussie; aussi M. le Président tient-il à remercier, au nom de la Société, M. le Secrétaire général ainsi que M. Hulot dont le dévouement ne connaît jamais de bornes.

M. le Président prononce ensuite l'allocution suivante :

Notre ancien Président, M. Louis Lumière, s'est éteint le 6 juin dernier dans sa demeure de Bandol.

M. Henri Villat, Président de l'Académie des Sciences, a éloquemment rappelé ses mérites dans la séance du 7 juin. Il évoqua notamment le rôle de Louis Lumière dans la création du cinéma. Louis Lumière, disait-il « a trouvé la bonne solution, si simple et si parfaite que, depuis sa découverte, on y a pour ainsi dire rien changé d'essentiel ».

Comme le rappelle son frère Auguste, Louis Lumière « vers la fin de 1894, ne dormant pas, avait, dans le calme de la nuit précisé les conditions à remplir pour atteindre le but cherché et imaginer un mécanisme capable de satisfaire à ces conditions ». Au mois de mars suivant, l'appareil était réalisé et fonctionnait comme il était prévu.

C'est Louis Lumière aussi qui a créé la plaque autochrome, première réalisation pratique de la photographie en couleurs. Il avait été précédé dans cette voie par Gabriel Lippmann qui avait obtenu de très bons résultats, mais qui nécessitaient des opérations délicates.

Louis Lumière s'attacha également aux problèmes de la photographie en relief : par la photo-stéréo-synthèse, il réalisa certains portraits dont l'effet est saisissant.

Au cours des dernières années, Louis Lumière, opéré de la cataracte, créait un ingénieux dispositif pour rétablir l'équilibre de la vision binoculaire

Nous avons eu souvent l'occasion de le voir dans son laboratoire du boulevard Bineau, peu d'années encore avant la guerre. Il prodiguait ses conseils avec une bonté dont nous lui gardons une profonde reconnaissance.

Je suis sûr d'être votre interprète, Messieurs, en adressant à la famille de Louis Lumière nos sincères condoléances.

M. le Président ajoute

Le jubilé de M. Aimé Cotton, ancien Président de notre Société, a été célébré à la Sorbonne, au cours d'une cérémonie présidée par M. Emile Borel, de l'Académie des Sciences, au milieu d'une grande affluence de savants, d'élèves et d'amis.

Ont pris successivement la parole : MM. Borel, Louis de Broglie, Cabannes, Mme Chenot, MM. Dupouy, Tessier, Mlle Courtin et Mme Graur (au nom de M. Stoïlov), et moi-même au nom de la Société Française de Physique.

L'assistance a souligné par de fréquents applaudissements l'éloge du grand physicien. Ses anciens élèves ont rappelé ses qualités pédagogiques et lui ont exprimé leur reconnaissance.

M. Cotton a répondu à tous, et non sans émotion, avec une grande finesse et une charmante amabilité.

Les demandes suivantes d'admission ont été présentées, sur lesquelles il est statué de suite.

Sont admis, comme Membres de la Société française de Physique :

MM. Belgodere (Paul), Secrétaire général de l'Intermédiaire des recherches mathématiques, 55, rue de Varenne, Paris (7e), présenté par MM. E. Bauer et P. Jacquinot.

Piontelli (Roberto), Professeur d'Electrochimie à l'Université, Viale Bianca Maria 26, à Milan (Italie), présenté par MM. R. Audubert et M. Haissinsky.

Rostagni (A.), Professeur à l'Université Istituto di Fisica Via Marzolo, 8, à Padova (Italie), présenté par MM. L. Leprince-Ringuet et E. Nageotte.

Cassignol (Charles), Ingénieur au Commissariat à l'Energie atomique, 51, rue du Moulin-Vert, Paris (14e), présenté par MM. Jacquinot et Brochard.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la Séance :

1. *Etude et interprétation de phénomènes produits par les Rayons cosmiques dans les émulsions sensibles*, par M. Max Morand.

2. *Mesure du Module d'Young des fils et films par une méthode dynamique*, par M. R. Pinoir.

Cette communication a donné lieu à la publication d'un mémoire par le *Journal de Physique* (8, t. 9, 1948, p. 20).

1. — Étude et interprétation de phénomènes produits par les rayons cosmiques dans les émulsions sensibles.

par M. Max Morand.

Ces recherches constituent le développement naturel des travaux commencés dès 1942, à Lyon, sous ma direction, par M. Pierre Cüer. En utilisant des plaques photographiques Lumière (Tons noirs et Micro), M. Pierre Cüer était parvenu à observer et à étudier les traces dues aux particules α. Cela lui avait permis d'indiquer très exactement les caractéristiques techniques qu'une émulsion sensible doit posséder pour fournir un enregistrement convenable de particules ionisantes plus ou moins lourdes. Au cours de ces recherches, des traces de protons furent nettement observées. Il est extrêmement regrettable, pour notre pays, que ces faits fondamentaux n'aient pas immédiatement abouti à la réalisation, en France, d'émulsions nucléaires spéciales [1], semblables à celles qui furent mises au point, quelques années plus tard (1945-1946), en Angleterre, grâce à l'emploi des mêmes directives, et qui conduisirent, dans le domaine de la physique nucléaire et cosmique, aux belles découvertes de l'école de Bristol, sous la direction du Dr Powell.

D'un long séjour fait, après la libération, à Bristol, M. Pierre Cüer avait rapporté un ensemble très varié de plaques nucléaires aimablement préparées par les maisons Ilford et Kodak; ces plaques étaient restées en dépôt à Paris depuis plus d'un an; il m'a semblé intéressant d'étudier les phénomènes produits, dans ces diverses plaques, par les contaminations radioactives et les rayons cosmiques arrivant au niveau de la mer. Contrairement à l'opinion des cosmiciens, d'après laquelle ces recherches auraient dû rester pratiquement vaines, nous avons immédiatement observé un certain nombre d'événements remarquables dus aux rayons cosmiques : étoile de six branches visibles due à un méson, étoile de 18 branches visibles correspondant vraisemblablement à l'explosion complète d'un noyau de brome. Les travaux de MM. Jean Edmont et H. Moucharafyeh, directement et activement guidés par M. Pierre Cüer, et aidés par une quinzaine de mesureurs, ont permis de faire le classement des étoiles et l'étude des traces isolées (particules α, tritons, deutérons et protons). Cet ensemble de résultats a rapidement conduit à une interprétation théorique des principaux phénomènes observés.

L'explication la plus plausible est la suivante : au niveau de la mer, le rayonnement cosmique contient encore des nucléons très rapides (vraisemblablement neutrons), ayant des énergies de quelques centaines de MeV. On avait, antérieurement, supposé que les phénomènes nucléaires susceptibles d'être produits au niveau de la mer par les rayons cosmiques seraient dus aux photons ou aux mésons neutres. Mais les observations à la chambre de Wilson montrent que les gerbes de photons ne sont pratiquement pas accompagnées de particules lourdes; de plus les bilans d'énergie et de quantité de mouvement obtenus au moyen d'étoiles, particulièrement favorables pour ces déterminations, montrent que la masse de la particule incidente est très nettement supérieure à celle que donnerait un photon de même énergie, et que cette masse est compatible avec celle d'un nucléon ou d'une particule plus lourde. D'autre part, si les étoiles que nous observons étaient dues aux mésons neutres, la partie principale de l'énergie libérée provenant de leur énergie de masse, on ne comprendrait pas comment les étoiles peuvent avoir des énergies comprises, d'une manière continue, entre quelques MeV et plusieurs centaines de MeV.

En collaboration avec M. Pierre Cüer, j'ai commencé systématiquement l'étude des phénomènes qu'un nucléon rapide est susceptible de produire en traversant la matière nucléaire (diffusion et choc direct du nucléon incident, pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire, création réelle de mésons, particules susceptibles de résulter de cette création, diffusion et absorption des mésons dans la matière nucléaire où ils ont pris naissance, etc.). Ces phénomènes constituent actuellement la partie essentielle d'une nouvelle physique nucléaire; heureusement, bien des phénomènes étudiés, depuis une vingtaine d'années, dans la matière, à l'échelle électronique, peuvent servir de guide pour l'étude de la matière nucléaire, à l'échelle des assemblages de nucléons dont sont constitués les noyaux. Qu'elles proviennent spontanément des rayons cosmiques, ou qu'elles soient créées artificiellement au moyen d'appareils accélérateurs (par exemple, au moyen du cyclotron géant de Berkeley), les particules douées de très grandes énergies fournissent les moyens expérimentaux nécessaires pour poursuivre cette étude. En attendant de pouvoir utiliser les particules accélérées artificiellement, d'énergies bien connues, nous avons donc continué les expositions de plaques nucléaires spéciales, à des altitudes de plus en plus élevées (1 000 m et 3 500 m), de manière à augmenter progressivement, vers les grandes énergies, le spectre des particules incidentes, et nous étudions en ce moment les événements obtenus dans ces conditions. Ces études sont, d'ailleurs, complétées par des recherches de physique nucléaire à plus basse énergie (modèle

[1] Un essai isolé, mais tardif (1947) de la maison Lumière, n'a pas été suivi.

de la goutte, avec capture de la particule incidente), dans la mesure où elles sont nécessaires pour l'interprétation des faits.

Nous avons observé quelques traces peu ionisantes issues d'étoiles; elles paraissent correspondre à des mésons de masse intermédiaire entre celle de l'électron et celle du méson léger. Nous poursuivons actuellement ces recherches en employant les nouvelles plaques Kodak, sensibles aux électrons.

Tout en étudiant les phénomènes spécifiques de la matière nucléaire, nous continuons à nous occuper activement de la technique même des impressions laissées par les particules ionisantes dans les émulsions sensibles, soit pour en mieux connaître la théorie, soit pour la perfectionner. Nous avons déjà obtenu des résultats intéressants sur le fading; détermination de l'âge d'une trace, moyens de le combattre. Nous comptons spécialiser quelques chercheurs dans cette direction, si importante pour de nombreuses recherches de biologie, de physique nucléaire et cosmique, auxquelles s'intéressent directement plusieurs grands laboratoires français.

Ces travaux ont été faits au Laboratoire de Physique-Enseignement et à l'École Normale Supérieure, avec l'aide du C. N. R. S.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 7 MAI 1948

Les communications suivantes ont été présentées :

1. — La fluorescence des milieux oculaires.

par M. Yves Le Grand.

On sait que le cristallin de l'œil humain, irradié par une lampe à vapeur de mercure en quartz dont l'ultra-violet est filtré par un verre de Wood, émet une lumière de fluorescence, bien visible à travers la pupille du sujet et qui permet de s'assurer de la présence du cristallin. Cette lumière ne produit qu'un voile sur la rétine, et n'explique donc pas que les sujets jeunes perçoivent nettement les raies ultra-violettes jusqu'à 300 mμ. Par contre la florescence de la rétine elle-même, mise en évidence par Helmholtz, expliquerait cette vision nette.

L'auteur a déterminé expérimentalement la courbe d'énergie du spectre continu émis par florescence sur des cristallins d'animaux, par deux techniques différentes. Dans l'une, le cristallin énucléé est placé contre la fente de sortie d'un monochromateur en quartz qui isole la raie 366 ou la raie 313 mμ du mercure; la lumière de fluorescence est étudiée au spectrographe, par comparaison avec une lampe à incandescence de température de couleur connue. L'excitation par les deux raies du mercure conduit sensiblement aux mêmes résultats, mais cette technique nécessite des poses qui peuvent atteindre une heure, et les protéines du cristallin risquent de s'altérer pendant cette irradiation prolongée. Aussi avons-nous repris récemment ces mesures par spectrophotométrie visuelle, moins précise mais beaucoup plus rapide, en comparant à l'appareil de König-Martens les spectres de fluorescence d'un cristallin et d'une solution de sulfate de quinine, irradiés simultanément à la lumière de Wood. Les résultats sont en bon accord, comme le montre le tableau suivant où E et E′ désignent l'énergie relative émise dans des bandes d'égale largeur en longueur d'onde, énergie mesurée photographiquement pour E′ et visuellement par E (par convention il y a coïncidence à 520 mμ).

λ……	425.	440.	460.	480.	500.	520.	540.	560.	580.
E………	95	85	62	39	23	11,3	8,3	5,3	3,9
E′………	100	87	65	45	24,8	11,3	7,5	4,7	1,8

Ces mesures ne concernent que des mammifères (bœuf et porc pour E, mouton pour E′) mais il n'est pas déraisonnable de les appliquer à la vision humaine. Le calcul colorimétrique montre que la lumière de fluorescence possède une longueur d'onde dominante 468 mμ, une pureté d'excitation 0,87 et une pureté colorimétrique 0,64 (avec pour lumière blanche l'étalon C de la C. I. E.). La composition de ce bleu avec le violet dû à la perception directe de l'ultra-violet par la rétine explique les variations dans la couleur apparente de l'ultra-violet, signalées autrefois par Helmholtz et récemment par Gaydon (1938) et Pinegin (1944).

2. — Contribution à l'étude de la lumière diffractée par les défauts de poli et d'homogénéité dans les instruments.

par M. Françon.

1. *Défauts de poli dont les dimensions latérales sont comprises entre 0,1 et quelques mm.* Ces défauts peuvent être facilement observés par la méthode du contraste de phase [1] en projetant l'image d'une source lumineuse sur une lame de phase au moyen du système étudié. Un viseur placé derrière la lame de phase permet d'observer la surface dont on veut étudier le poli. On voit un grand nombre de bosses et de creux correspondant aux irrégularités de la surface d'onde et dont les dimensions latérales sont celles que nous considérons. En admettant que les irrégularités du poli aient toutes sensiblement les mêmes dimensions et qu'elles correspondent toutes à la même différence de phase, le calcul montre que le phénomène de diffraction peut être considéré comme la somme de deux phénomènes :

a. Une tache de diffraction analogue au disque d'Airy et avec une répartition de flux identique. L'énergie répartie sur une zone élémentaire est la même que dans la figure d'Airy, mais elle ne l'est plus uniformément : elle se localise par endroits et les anneaux apparaissent disloqués. Les astronomes observent souvent un tel défaut au foyer des objectifs qui présentent du mamelonnage.

b. Un halo pratiquement uniforme, dont l'intensité est proportionnelle au nombre des irrégularités de poli, au carré de la différence de phase qu'elles introduisent et au carré du rapport de leurs surface commune à celle de l'objectif.

L'étude expérimentale d'une série d'objectifs bien polis par les méthodes ordinaires (poli à la poix) montre que les défauts considérés correspondent à des différences de marche dépassant rarement 15 Å sur la surface d'onde et pour une surface. Si l on considère un objet lumineux étendu, par suite des dimensions latérales des défauts considérés, la lumière qu'ils diffractent décroît rapidement dès que l'on s'écarte du bord géométrique de l'image de l'objet. Ainsi à 2′ du bord d'un objet supposé limité par un contour rectiligne, la lumière diffractée par les défauts précédents est en moyenne de l'ordre de $3,4.10^{-5}$ de la brillance de l'objet. De tels défauts peuvent être très gênants si l'on observe des objets peu lumineux situés au voisinage de sources intenses comme dans la recherche de raies satellites faibles proches de raies importantes ou dans l'observation de la couronne solaire. Dans l'observation courante ils sont négligeables devant les autres causes de lumière parasite en particulier les réflexions multiples dans les instruments mêmes traités.

2. *Lumière diffractée par les défauts d'homogénéité : cas des fils.* — Ce défaut que l'on rencontre dans les verres de bonne

qualité a la forme d'un petit cylindre de grande longueur, de diamètre en général inférieur au millimètre et dont l'indice peut varier de quelques unités de la 4e décimale à partir de celui de la masse. Un tel défaut produit un accident local dans la surface d'onde d'un modificateur de la tache de diffraction. Une partie de l'énergie située dans la tache centrale se répand dans les anneaux, il en résulte la formation d'un voile qui peut être gênant. Pour les calculs nous avons supposé que la variation de phase due au fil était représentée par l'expression

$$\frac{\Phi}{2}\left(1+\cos\frac{2\pi x}{a}\right),$$

a = longueur du fil;
Φ = phase maximum introduite par le fil et nous avons utilisé le développement en série de Fourier. A partir de la

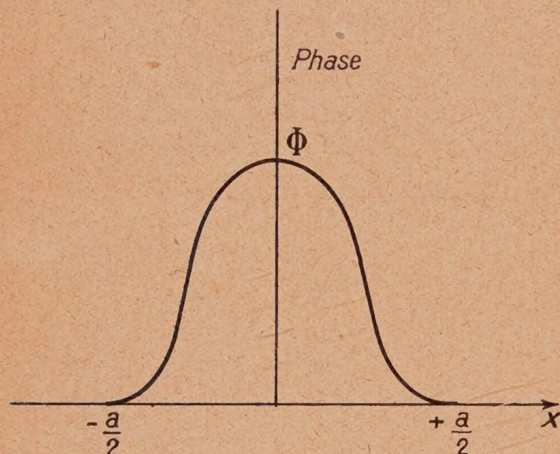


Fig. 1.

tache de diffraction ainsi calculée nous avons évalué le flux perdu par la tache centrale en fonction des dimensions du fil et de la phase Φ. Si l'on suppose que le fil a une longueur égale au diamètre D de l'objectif et en admettant comme tolérable un flux perdu, égal à 4 pour 100 du flux contenu dans la tache centrale on a les résultats suivants :

$p = 50,$	$\delta \leqq \frac{\lambda}{8},$
$p = 100,$	$\delta \leqq \frac{\lambda}{6},$
$p = 200,$	$\delta \leqq \frac{\lambda}{4},$

avec

$$\frac{D}{a} = p \quad \text{et} \quad \Phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}.$$

Ces tolérances deviennent très insuffisantes si l'on observe un objet faible près d'une source intense.

L'étude expérimentale des phénomènes de diffraction en présence d'un fil a été faite en employant les écrans mis au point par P. Jacquinot et ses collaborateurs [2]. Ces écrans permettent de diminuer considérablement la lumière diffractée dans une direction particulière que l'on s'arrange pour être celle suivant laquelle s'étale la lumière diffractée par le fil étudié.

[1] B. Lyot, *C. R. Acad. Sc.*, avril 1946.
[2] P. Jacquinot, P. Boughéon et Mlle Dossier. *C. R. des colloques sur la formation des images optiques*. Paris octobre 1946 (en préparation aux éditions de la *Revue d'Optique*).

SECTION DU SUD-OUEST.

(Bordeaux.)

SÉANCE DU 22 JANVIER 1948.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Révélation expérimentale de trois types d'affinités pour l'eau autour d'une même molécule* par M. H. Devaux.

2. *La diffusion de la lumière par les solutions étendues. Application à la détermination de la masse moléculaire du soluté*, par MM. A. Rousset et R. Lochet.

Cette seconde communication fera l'objet d'un Mémoire qui sera publié ultérieurement au *Journal de Physique*.

Révélation expérimentale de trois types d'affinités pour l'eau autour d'une même molécule;

par H. Devaux.

La découverte de l'hémimouillabilité des lames monomoléculaires a démontré, en 1923, l'existence de deux affinités hydriques opposées pour chaque molécule [1]. L'attraction la plus puissante est celle qui établit le contact avec le milieu attirant, l'eau par exemple. La même chose a lieu sur le mercure, mais alors on peut en tirer une prévision intéressante, c'est que l'*affinité prépondérante, étant saturée par le mercure, ne doit plus être disponible pour l'eau; même s'il s'agit d'une substance soluble, celle-ci sera devenue insoluble ou beaucoup moins soluble*. Une modification de cette importance peut paraître invraisemblable et pourtant elle existe positivement. Je l'ai constatée pour une multitude de substances solubles.

Du sulfate de cuivre, par exemple, déposé en solution sur le mercure, s'y étend, perd son eau par évaporation et donne une lame d'apparence fluide; mais cette lame, étant rétrécie, se montre à l'état solide et insoluble dans l'eau, même lorsqu'on envoie sur elle une buée abondante. Or, à côté, on voit des cristaux, s'il s'en est formé, se dissoudre instantanément dans l'eau de la buée. L'insolubilité n'existe donc que pour les molécules de la lame monomoléculaire et cela tient évidemment à ce que le pôle le plus hydrophyle de ces molécules a été fixé par le mercure où il est bloqué et n'est plus disponible à l'égard de l'eau. L'haleine donne alors, sur le sel, une buée comme sur de la cire, montrant ainsi que les seuls pôles libres, du sel de cuivre sont trop faiblement attirés par l'eau pour amener la dissolution.

Et pourtant, il subsiste dans cette molécule des attractions hydrophiles disponibles, mais il faut être quelque peu averti pour les voir. Ce sont des attractions dirigées parallèlement à la surface et non perpendiculairement, révélées par une hygroscopicité remarquable que possèdent les lames monomoléculaires de sulfate de cuivre. *Ces lames sont fluides et s'étendent, en effet, en air humide, se rétractant en air sec* et j'ai pu démontrer que ces variations sont dues à l'adsorption *latérale* d'une couronne simple de molécules d'eau [2]. Il subsiste donc une affinité pour l'eau, de la part de chaque molécule saline, affinité que le mercure ne pouvait bloquer par défaut de contact avec lui et que le pôle hydrophobe ne gênait en rien non plus. Or cette affinité se montre très distincte des deux autres, non seulement par sa localisation autour de la molécule, mais aussi par le fait qu'elle ne peut résister à une pression artificielle rapprochant les molécules. L'eau intermoléculaire est exprimée de la lame comme d'une éponge pressée et c'est alors seulement que les molécules salines, amenées au contact les unes des autres, arrivent à former une lame rigide résistant à l'action dissolvante de l'eau, sans toutefois pouvoir cristalliser.

Nous voyons ici l'*état insoluble et incristallisable* apparaître

par le blocage d'une affinité hydrique principale et l'*état quasi fluide* par fixation équatoriale de molécules d'eau moins fortement fixées avec passage à l'état solide noncristallin par simple compression artificielle. Les faits relatés ci-dessus sont donc de nature à nous éclairer sur les états de la matière.

[1] Sur la mouillabilité des surfaces solides (lames minces), cristaux, substances cireuses etc., (*Bull. Soc. Fr. de Phys.*, 16 février 1923, n° 182).

[2] *Mémoire à l'Acad. des Sc.*, t. 66 1942.

SÉANCE DU 19 FÉVRIER 1948.

Exposé de M. J. Breton : *Les isotopes et leur utilisation en physico-chimie.*

ERRATUM.

Table des matières des Procès-verbaux et Résumés des communications faites pendant l'année 1946, p. 4.

Section Sud-Ouest, séance du 21 mars 1946, Communication de M. H. Devaux;

Au lieu de lire : *Application des équations de structure de l'état liquide. lire : Pressions et dépressions produites par les actions capillaires dans les corps poreux.*

SECTION MÉDITERRANÉE.

SÉANCE DU 12 MARS 1948.

La section *Méditerranée* de la *Société Francaise de Physique* s'est réunie le vendredi 12 mars 1948 à Montpellier, sous la présidence de M. G. Reboul, correspondant de l'Institut.

Les communications suivantes ont été présentées.

1. — Effet Raman et eau de cristallisation;

par R. Marignan (Faculté de Pharmacie).

Les spectres Raman, déterminés au moyen de la technique des filtres complémentaires, d'un certain nombre de composés hydratés cristallisés (oxalates, tartrates...) sont caractérisés par la présence de deux bandes attribuables à l'eau de cristallisation dans la région 3.400-3.500 cm^{-1}. On peut penser que la modification ainsi observée des oscillations propres du groupe oxhydrille OH est due à la formation de *liaisons hydrogène* entre les atomes d'oxygène des molécules d'eau de cristallisation et ceux des molécules voisines contenues dans la maille cristalline, ce qui a été vérifié dans le cas de l'acide oxalique dihydraté, en étudiant le spectre Raman d'un monocristal. Il est en effet possible à partir de cette hypothèse de prévoir à l'avance le nombre et l'intensité des bandes Raman pour diverses orientations du cristal. Les résultats expérimentaux obtenus concordant avec les valeurs ainsi calculées, montrent le bien fondé de cette hypothèse.

2. — Influence de la température et du champ électrique sur la conductibilité limite de l'acétone;

par J. L. Eck, Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Montpellier.

La conductibilité limite de l'acétone présente des variations souvent notables sous l'influence d'une faible élévation de température. L'accroissement relatif de l'intensité du courant peut dépasser 50 pour 100 pour une élévation de température de 2° ou 3°. Mais il n'existe pas de relation simple entre conductibilité et température. Il s'agit d'un effet brutal, déclenché par une faible élévation de température et ensuite à peu près indépendant de celle-ci. Si l'on continue à chauffer, l'intensité du courant passe par un maximum et diminue ensuite presque aussi rapidement que lorsque l'on revient à la température initiale.

Le caractère essentiel de ce phénomène est de ne se produire qu'entre des limites de champ appliqué assez étroites. Nul pour les champs faibles, il présente un maximum d'efficacité si l'on applique quelques dizaines de volts par centimètre, puis disparaît lorsque le champ dépasse une centaine de volts par centimètre.

On peut attribuer cet effet à la rupture d'associations de molécules sous l'influence d'un supplément d'agitation thermique. Ces grosses molécules, dont la mesure des mobilités des ions a fait soupçonner l'existence, se polarisent puis s'allongent sous l'action du champ. Si celui-ci présente la valeur optima, il suffit d'une très faible élévation de température pour les dissocier. Si le champ est trop intense, toutes les molécules sont rompues sous son influence, et l'effet de température ne peut plus se produire. La courte durée du phénomène permet de supposer que ces grosses molécules sont surtout nombreuses au voisinage des électrodes.

On obtient un effet du même ordre lorsque, opérant sous un champ de quelques volts par centimètre, on applique pendant un temps très court un champ de quelques centaines de volts par centimètre. Si l'on revient au champ initial, on constate que l'intensité du courant s'est accrue dans les mêmes proportions que sous l'influence de la température; ce qui permet de vérifier les hypothèses émises. L'intensité retombe ensuite rapidement à une valeur voisine de sa valeur initiale, puis se remet à croître pendant quelques minutes, au bout d'un temps qui dépend de la longueur de la cuve, et qui correspond au temps mis par les ions formés au voisinage d'une électrode et de même signe que celle-ci, pour venir se décharger sur l'autre électrode. On peut ainsi évaluer la mobilité de ces ions qui s'étale généralement entre 2 et 4 microns/seconde par Volt/cm pour les ions des deux signes.

Le Gérant : Maurice Blondin. 129496 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1948.

BULLETIN ANALYTIQUE
DU
CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

18, rue Pierre-Curie - PARIS V^e

Pour répondre aux vœux formulés par de nombreux abonnés, le C. N. R. S. a décidé de faire paraître, à dater du 1er janvier 1948, des tirés à part de son Bulletin analytique pour les diverses disciplines qui y figurent.

Ainsi, les utilisateurs ont la faculté, en 1948, de s'abonner au Bulletin analytique complet ou aux tirés à part intéressant plus particulièrement leur domaine d'activité.

AVIS TRÈS IMPORTANT

A la suite de la modification de la *Revue Bibliographique* du Journal de Physique, une entente a été réalisée avec le C. N. R. S. pour fournir aux membres de notre Société soit l'abonnement au Bulletin analytique complet, soit l'abonnement aux tirés à part des diverses disciplines à un tarif réduit (50 %).

Les Membres de la Société qui désireront bénéficier de ces tarifs, de faveur sont priés de demander une attestation de leur qualité de Membre à M. J. HULOT, 8, rue Daguerre, Paris XIVe, en joignant un timbre pour la réponse.

Tout renseignement complémentaire peut être demandé au BULLETIN ANALYTIQUE du C. N. R. S., 18, rue Pierre-Curie, Paris V^e.

TARIFS

FASCICULES	PRIX DE L'ABONNEMENT	
	AUX PERSONNES NON MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ	POUR LES MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ
	FRS	FRS
Mathématiques pures et appliquée - Mécanique - Physique Mathématique	450	225
Astronomie - Astrophysique - Physique du Globe	600	300
Généralités sur la Physique - Thermodynamique - Chaleur - Optique - Électricité et Magnétisme	750	375
Physique Corpusculaire - Structure de la matière	225	112,50
Chimie Générale - Chimie Physique	225	112,50
Chimie Minérale - Chimie Organique - Chimie appliquée - Métallurgie	1500	750
Sciences de l'Ingénieur	1000	500
Minéralogie - Pétrographie - Géologie - Paléontologie	450	225